



UNIVERSIDAD CARLOS III DE MADRID

TESIS DOCTORAL

ESTUDIO Y CARACTERIZACIÓN DE UN QUEMADOR ESTABILIZADO POR GIRO

Autor:
Mathieu LEGRAND

Director:
José Ignacio NOGUEIRA GORIBA

DEPARTAMENTO DE INGENIERÍA TÉRMICA Y DE FLUIDOS

Leganés, Diciembre de 2008

ESTUDIO Y CARACTERIZACIÓN DE UM QUEMADOR ESTABILIZADO POR GIRO

Autor: Mathieu LEGRAND

Director: José Ignacio NOGUEIRA GORIBA

Firma del Tribunal Calificador:

Firma

Presidente:

Vocal:

Vocal:

Vocal:

Secretario:

Calificación:

Leganés, de de

Agradecimientos

En primer lugar, agradecer a mi director de tesis, el profesor José Ignacio Nogueira Goriba, sin quien este trabajo no hubiera visto la luz. Me ha guiado a lo largo de estos años en la realización de esta investigación. Su amplio conocimiento científico me ha permitido orientarme y encontrar un camino hacia la elaboración de este documento. También ha sabido darme los ánimos y los consejos necesarios en momentos difíciles. Aprovecho esta ocasión para presentarle mi profundo reconocimiento y admiración, esperando que su papel de mentor se refleje en esta tesis.

Quiero expresar también mi agradecimiento al catedrático Antonio Lecuona Neumann, que también ha sido un guía para mí. Ha dedicado reflexión y tiempo a esta tesis, aportándola todo su saber y dándole cuerpo e ideas. Su experiencia y sus sabios consejos no tienen precio...

Mi agradecimiento va también dirigido a Robert K. Cheng y a todo el equipo del departamento de diagnóstico de combustión del Lawrence Berkeley National Laboratory, California, por haberme acogido 2 meses en sus instalaciones y compartido conmigo su amplio conocimiento en quemadores estabilizados por giro.

Mil gracias a los técnicos de laboratorio que tanto me han enseñado: Carlos Cobos, David Díaz y en particular Manuel Santos, quien ha participado y ha hecho la tesis más amena en muchos aspectos y ha sabido darme entusiasmo. Sus soluciones técnicas elegantes a muchos problemas me han permitido llevar a cabo este trabajo.

Agradecer también a todos mis amigos de la universidad, de quienes he aprendido mucho también, tanto al nivel científico como humano. Gracias Rúben por llevarme al tenis cuando las circunstancias hacían necesario desahogarse pegando a una pelota amarilla. Gracias Geydy por las risas y los buenos momentos, por levantarme la moral cuando hacía falta. Gracias a Ana y Raquel por su buen humor permanente. Gracias también a Rafa y María del Carmen, compañeros desde el inicio, con quienes he compartido todos estos momentos. Gracias a Sergio, compañero y experto musical, por amenizar el ambiente en el despacho y los intercambios de ideas. Gracias a Sara, compañera durante la campaña de medidas en Inglaterra, y experta en PIV. En fin, gracias a todos los con quienes he tenido

el placer y el privilegio de trabajar.

A mi familia, que desde las tierras llanas y húmedas de Normandía me han brindado un apoyo incondicional en cada momento, les quiero dedicar estas palabras en mi idioma: “Famille, je vous aime!”. Añadir más sería entorpecer lo que las palabras no pueden expresar.

A mi otra familia, la de Segovia, que me ha hecho descubrir lo mejor de España, les agradezco todo lo que han hecho por mí durante todo este tiempo. Siempre estarán en mi corazón.

A mi compañera de piso y desorden, Nely, que desde el principio ha sufrido y reído conmigo. Mil gracias a esta maravillosa hermana que me ha brindado la vida.

À ma muse, mon amour, ma vie, mon Petit Beloue...

J’espère que ce travail soit à la hauteur de tes sacrifices et de ton amour.

RESUMEN

En esta Tesis doctoral se estudia el campo fluido de un quemador estabilizado por giro de nueva generación. La motivación del estudio se basa en el interés actual de profundizar en el conocimiento de los procesos involucrados para, a medio y largo plazo, reducir la contaminación generada y permitir el funcionamiento de los quemadores con distintos combustibles.

El concepto LPP (Lean Premixed Prevaporized) en quemadores no es nuevo. Hoy en día es una tecnología bien establecida en la turbinas de gas de última generación. Con él se reduce la temperatura de llama y las emisiones de contaminantes, operando cerca del límite pobre de inflamabilidad. No obstante sigue siendo una tecnología en desarrollo: la baja temperatura de llama y la mezcla pobre homogénea comprometen la estabilidad de la llama. La estrategia común es recurrir a llamas estabilizadas por giro en el quemador. Pero el fenómeno de rotura de vórtice en flujos reactivos es un mecanismo tridimensional muy complejo y todavía su dinámica no está totalmente desvelada.

Además, en fechas tan recientes como el año 2000 se ha definido un nuevo régimen de funcionamiento de quemadores estabilizados por giro. Robert K. Cheng, investigador del Lawrence Berkeley National Laboratory (California, EE. UU.), ha definido lo que ha pasado a conocerse como condiciones de “Low Swirl” frente a las tradicionales de “High Swirl” usadas para la estabilización por giro. Las condiciones de “Low-Swirl” ofrecen una alternativa interesante para reducir emisiones de NO_x por su menor tiempo de residencia.

Entre las diferentes técnicas de medida posibles para investigar campos fluidos de

elevada complejidad, el PIV estereoscópico es una herramienta fiable que proporciona el campo instantáneo de las 3 componentes de la velocidad en un plano (2D-3C). Se ha decidido usar dicha técnica en esta Tesis doctoral para analizar la llama de un quemador atmosférico estabilizado por giro de pequeña escala (50 kW). El quemador se ha diseñado, dentro de la Tesis, para poder operar en condiciones de “Low-Swirl” o “High-Swirl” en cuanto a estabilización de la llama. Además, se ha buscado una configuración de llama levantada que permite un buen acceso óptico a la zona de recirculación.

Una vez hecho el diseño del quemador y tras la puesta a punto de la técnica de medida, se ha analizado el flujo para un amplio rango de números de swirl y de Reynolds, a distintos dosados relativos. Para ambos flujos, isotermino y reactivo, el diagrama de estabilidad establece la extensión de las dos topologías (high y low swirl). Para caracterizar dichas topologías se han obtenido estadísticas del flujo a partir de 1000 campos instantáneos de velocidad en cada condición y posición de medida. Usando herramientas de evaluación de error desarrolladas en el equipo de investigación, en los proyectos en que se ha enmarcado esta Tesis, se ha generado una base de datos de resultados que incluye un intervalo de confianza local en cada medida. Gracias a la relativa sencillez de concepción del quemador, esta información se puede usar fácilmente para la validación de códigos de simulación numérica, habiendo grupos de investigación de prestigio, tanto dentro como fuera de España, que han manifestado su interés por estos resultados.

Además de las magnitudes estadísticas medias del campo fluido, el comportamiento de las estructuras coherentes que se generan en estos flujos es relevante para la comprensión de los mismos. Medidas de presión en el campo cercano revelan picos en el espectro acústico, lo que sugiere una fuerte coherencia para algunas configuraciones. Se han desarrollado algoritmos para identificar y perseguir las estructuras coherentes a partir de realizaciones independientes de PIV estereoscópico. Estos algoritmos desarrollan un método innovador basado en POD que permite reconstruir la evolución temporal del flujo.

ABSTRACT

In this Ph. D. work, the flow field from a swirl stabilized burner of new generation is analyzed. The motivation of this study is based on the actual interest in enhancing the knowledge of the involved processes in order to reduce pollutants emissions and enable burning new fuels in these combustors.

The Lean Premixed Prevaporized (LPP) burner concept is now used in most of the new generation gas turbine to reduce flame temperature and pollutants by operating near the lean blow-off limit. Nevertheless, it is still an evolving technology: low flame temperature and homogeneous lean mixture compromise flame stability. The common strategy is to resort to swirl stabilized flames in the burner. But vortex breakdown phenomenon in reactive swirling flows is a very complex 3-D mechanism influencing flame stability, and its dynamics are not yet completely understood.

Furthermore, as recently as in year 2000, a new regime has been defined for swirl stabilized combustors. Robert K. Cheng, from the Lawrence Berkeley National Laboratory (California, USA), has defined what is now known as “Low Swirl” conditions, in opposition to traditional “High Swirl” conditions used to stabilize the flame. Low Swirl conditions offers an interesting alternative to reduce NO_x emissions, due to the shorter gases residence time at high temperature.

Among the available measurement techniques to analyze such highly complex flows, Stereo PIV (S-PIV) is now a reliable tool to quantify the instantaneous 3 velocity components in a plane (2D-3C). It is being used in this Thesis to analyze the reactive flow

of a small scale, open to atmosphere, LPP burner (50 kW). The burner is designed to produce two distinct topologies: (i) that of a conventional High Swirl Burner and (ii) that of a Low Swirl Burner with the idea of further reducing NO_x emissions. In addition, a lifted flame configuration has been purchased in order to allow a good optical access to the whole recirculation zone in both topologies.

After the burner design and the tune-up of the measurement technique, flow field has been analyzed over a wide range of swirl and Reynolds number, for different equivalence ratios. In both reactive and isothermal flow, stability diagrams define the domains of the low and high swirl topologies. To describe these topologies, flow statistics have been obtained from 1000 S-PIV snapshots at each configuration and measurement conditions. Using error evaluation tools developed by the research group in the projects englobing this thesis, a data base have been generated where results are presented along with their local confidence interval. Due to the relatively simple conception of the physical burner, this information can be easily used for the validation of fundamental issues in CFD computations. Many prestigious research groups, within Spain or abroad have manifested their interest in these results.

In addition to the flow statistics, the behavior of coherent structures generated in such flows is relevant for their understanding. Near field pressure measurements reveals the presence of peaks in power spectra, which suggests a strong coherence for some configurations. Algorithms have been developed to identify and track traveling coherent structures from the statistically independent S-PIV realizations. Flow temporal evolution is reconstructed with an innovative POD-based method.

Índice general

1. INTRODUCCIÓN	17
1.1. EMISIONES EN TURBINAS DE GAS	19
1.1.1. Cámaras de combustión en turbinas de gas	21
1.1.2. Formación de contaminantes	22
1.1.3. Métodos de reducción de emisiones de NO_x	29
1.1.4. Conclusiones	37
1.2. LLAMAS ESTABILIZADAS POR GIRO	40
1.2.1. Estabilización de llamas de premezcla	40
1.2.2. Chorros con giro	43
1.2.3. “High Swirl Burner”	54
1.2.4. “Low Swirl Burner”	57
1.3. Conclusiones	60
2. OBJETIVOS Y METODOLOGÍA	65
2.1. OBJETIVOS PRINCIPALES	65
2.2. METODOLOGÍA	67
3. LA TÉCNICA DE MEDIDA: FUNDAMENTOS	69
3.1. Velocimetría láser	71
3.2. FUNDAMENTOS DEL PIV	75
3.2.1. Sistema de adquisición	75

3.2.2. Técnicas de interrogación de la imagen	77
3.2.3. PIV estereoscópico	80
3.3. LIMITACIONES DEL PIV DIGITAL Y AVANCES	82
3.3.1. Limitaciones generales	82
3.3.2. Error debido a las partículas	96
3.3.3. Error debido a las cámaras	102
3.3.4. Algoritmos avanzados: mejora de la correlación	106
3.4. CALIBRACIÓN DEL SISTEMA DE MEDIDA	112
3.4.1. Calibración de las cámaras	112
3.4.2. Caracterización del sembrado	116
3.4.3. Caracterización de la óptica	118
4. FAMILIARIZACIÓN Y EXPERIENCIA PRELIMINAR CON PIV Y QUEMADORES	131
4.1. STEREO-PIV Y ALGORITMOS AVANZADOS	133
4.2. CAMPAÑA DE MEDIDA EN “COJEN”	135
4.2.1. Descripción breve de la instalación	135
4.2.2. Descripción del sistema de PIV	137
4.2.3. Experiencia adquirida	142
4.3. EXPERIENCIA CON LSB	144
4.3.1. Estancia en Leeds	145
4.3.2. Proyecto nacional “TERMOPIV”	145
4.3.3. Estancia en el LBNL de Berkeley	146
5. POST-PROCESO DE DATOS	151
5.1. POST-PROCESO DE VECTORES	152
5.1.1. Detección de vectores erróneos	152
5.1.2. Magnitudes derivadas	156
5.2. EVALUACIÓN DEL ERROR DE MEDIDA	160
5.2.1. Tratamiento estadístico	160

5.2.2.	Estrategia de varios Δt para evaluar el peak-locking	165
5.2.3.	Corrección del corrimiento de las cámaras [6]	169
5.3.	IDENTIFICACIÓN DE ESTRUCTURAS COHERENTES	172
5.3.1.	Posibles estrategias	173
5.3.2.	Reconstrucción de “pseudo fases”	174
5.4.	“POD” Y RECONSTRUCCIÓN TEMPORAL	182
5.4.1.	Fundamentos	182
5.4.2.	Propiedades	185
5.4.3.	Aplicación a campos periódicos	187
5.4.4.	Pruebas con una calle de torbellinos	192
6.	DESARROLLO Y ESTUDIO DETALLADO DE UN “LOW SWIRL BURNER”	201
6.1.	DISEÑO Y DESARROLLO DEL QUEMADOR	203
6.1.1.	Diseños preliminares	203
6.1.2.	Evolución del diseño	204
6.1.3.	Diseño final	207
6.1.4.	Geometría y parámetros de operación	209
6.2.	ESTUDIOS PRELIMINARES	213
6.2.1.	CAMPO ACÚSTICO CERCANO	213
6.2.2.	Mapa de estabilidad	219
6.3.	ESTUDIO DEL FLUJO ISOTERMO ($\Phi_0 = 0$)	230
6.3.1.	Disposición de las cámaras	230
6.3.2.	Comparación entre los flujos de tipo I y II	232
6.3.3.	Reconstrucción temporal del flujo tipo II	239
6.4.	ESTUDIO DEL FLUJO REACTIVO	243
6.4.1.	Cortes axiales	243
6.4.2.	Cortes cenitales	254
6.4.3.	Estructuras coherentes	258
6.5.	ESTIMACIÓN DEL ERROR DE MEDIDA	267

6.5.1. Error de estimación de la media	268
6.5.2. Desviación típica (RMS)	270
6.5.3. Términos cruzados	271
7. CONCLUSIONES Y TRABAJOS FUTUROS	277
APÉNDICES	295

Capítulo

1

INTRODUCCIÓN

Índice General

1.1. EMISIONES EN TURBINAS DE GAS	19
1.1.1. Cámaras de combustión en turbinas de gas	21
1.1.2. Formación de contaminantes	22
1.1.3. Métodos de reducción de emisiones de NO_x	29
1.1.4. Conclusiones	37
1.2. LLAMAS ESTABILIZADAS POR GIRO	40
1.2.1. Estabilización de llamas de premezcla	40
1.2.2. Chorros con giro	43
1.2.3. “High Swirl Burner”	54
1.2.4. “Low Swirl Burner”	57
1.3. Conclusiones	60

La combustión es un proceso fundamental en la sociedad actual. La demanda de energía, sea en forma de calor, de potencia mecánica o de electricidad es cada vez mas fuerte. A pesar de la introducción de fuentes de energía renovables, las centrales térmicas siguen siendo la fuente principal de energía en el mundo. En particular, en España, la producción de electricidad tiene la siguiente repartición:

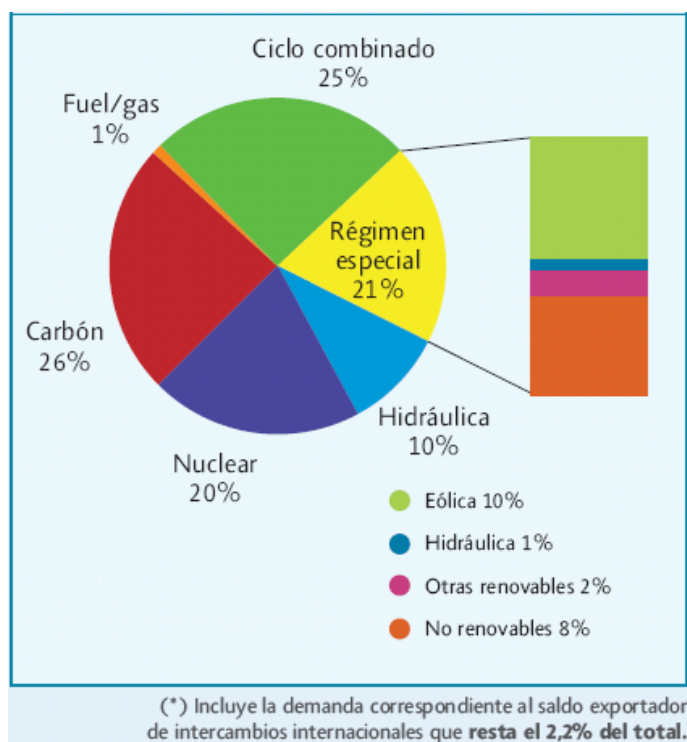


Figura 1.1: Repartición de la cobertura de la demanda en electricidad de la península española.

Red Eléctrica Española: *El sistema eléctrico español 2007*, www.ree.es

Como se puede apreciar en la gráfica 1.1, al menos 52 % (carbón, ciclo combinado y fuel/gas) de la producción de electricidad está basada en procesos de combustión como fuente de calor. A pesar de ser muy estudiadas, las cámaras de combustión de estas centrales están en constante evolución, sea para mejorar prestaciones o reducir emisiones.

Este capítulo de introducción se centra más en quemadores de combustible gaseoso y en la turbinas de gas, componente fundamental del ciclo combinado, por su relevancia en el sistema eléctrico español. Además, en el sector del transporte aéreo se emplean también

turbinas de gas como motores a reacción.

Hoy en día el rendimiento de la turbinas o de los ciclos combinados están muy optimizados, pero presentan limitaciones de operación debido a la estabilización de la combustión y a la generación de contaminantes. Este capítulo ofrece un resumen de estas limitaciones y posibles soluciones.

1.1. EMISIONES EN TURBINAS DE GAS

Las turbinas de gas se orientan principalmente a generación de electricidad en equipos fijos. Las centrales de turbina de gas suelen ser mas compactas y ligeras que las centrales de ciclo de vapor. Esto las hace menos costosas, y las convierte en una alternativa interesante. Además, *su favorable relación potencia-peso las hace adecuadas para aplicaciones de transporte (propulsión aérea, transporte marítimo y otros)*. Las turbinas de gas se utilizan también frecuentemente para generación de potencia en instalaciones fijas [1]. En las últimas décadas se han vuelto cada vez más atractivas por sus altos rendimientos en centrales de ciclo combinado. En la figura 1.2 se presentan ejemplos de turbina de gas.

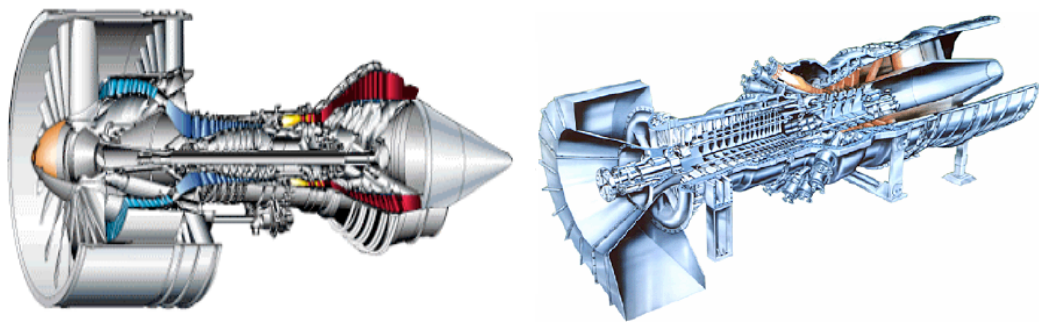


Figura 1.2: Turbina de gas: aeronáutica e industrial para producción de electricidad.

La turbina de gas funciona generalmente en base a un ciclo termodinámico abierto, aún que las haya de ciclo cerrado. El aire atmosférico entra continuamente a un compresor, luego a una cámara de combustión donde se le añade combustible. Allí tiene lugar la combustión que libera calor y productos de la reacción a elevada temperatura. Estos gases a alta temperatura y presión se expanden entonces a través de una turbina y se

descargan al ambiente. La turbina extrae trabajo mecánico de los gases. De este trabajo, parte sirve a accionar el compresor, y el resto se utiliza como potencia útil en el eje (para mover la hélice de un turbohélice o para entrenar un alternador). En realidad, en el caso de motores de aviación, los gases de escape no se expanden del todo a través de la turbina, sino que se aceleran en una tobera para obtener empuje propulsivo.

Un esquema básico del funcionamiento de una turbina de gas se presenta en la figura siguiente. El código de colores representa cualitativamente la temperatura a lo largo del ciclo. Al lado se representa el diagrama temperatura-entropía correspondiente a un ciclo ideal simple de turbina de gas, conocido como ciclo JOULE o BRAYTON. Compresión y expansión se han considerado idealmente isentrópicas, y se ha representado el ciclo para varias relaciones de compresión. El rendimiento útil se puede definir como:

$$\eta = 1 - \frac{1}{r_p^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \quad (1.1)$$

donde r_p es la relación de compresión del compresor: $r_p = \frac{p_2}{p_1}$; y γ la relación de calores específicos del aire: $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$, considerando gas caloríficamente perfecto.

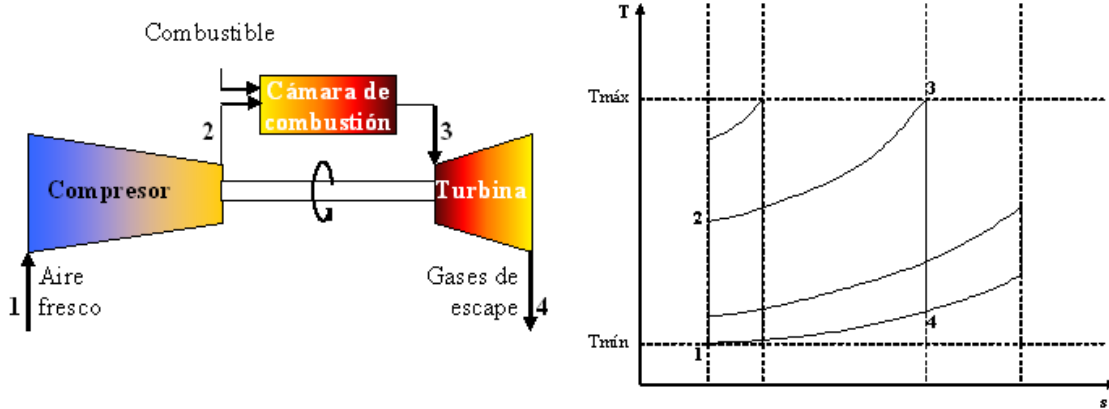


Figura 1.3: Turbina de gas: Esquema y ciclo en diagrama T - s para varias relaciones de compresión.

La temperatura mínima del ciclo suele ser la temperatura ambiente en la mayoría de los casos, si no se pre-enfría o precalienta el aire. Del punto de vista termodinámico, conviene

tener una temperatura máxima la más alta posible, para maximizar el rendimiento de CARNOT: $\eta_{\text{CARNOT}} = 1 - \frac{T_{\min}}{T_{\max}}$.

Este ciclo sobre-simplificado no muestra efecto de la temperatura de fin de combustión alguna (T_{\max}). Ello es debido a:

- No considera el de composición.
- No considera variación del calor específico de los gases con la temperatura.
- No considera irreversibilidades en los componentes.
- No considera otras complejidades como: refrigeración de álabes de turbina con aire del compresor.

Por otra parte, es un ciclo simple que no incorpora variantes del ciclo como : regeneración, recalentamiento, inyección de agua, etc. Se remite al lector a una fuente de reconocido prestigio sobre el tema como ampliación de lo dicho: “The Design of high Efficiency Turbomachinery and Gas Turbines”; second edition (D.G. WILSON and T. KORAKIANITIS). Prentico Hall, 1998.

Del punto de vista de los materiales, la temperatura a la entrada de la turbina está limitada por el límite metalúrgico de los álabes del estator (alrededor de 1800 K, con “film cooling”). Si embargo, la temperatura de llama adiabática de la mayoría de los combustibles usuales es del orden de 2500 K; de ahí la necesidad de limitar la temperatura media.

1.1.1. Cámaras de combustión en turbinas de gas

La cámara de combustión convencional está contenida en una carcasa que soporta la presión P_2 proporcionada por el compresor. Esta carcasa no está diseñada para aguantar las altas temperaturas de la combustión, y está protegida por un flujo de aire que circula entre la carcasa y el tubo de llama (“liner”). El interior del propio liner está enfriado por penetración del aire a través de agujeros, como se puede apreciar en la figura 1.4. Este aire de efusión tiene el doble propósito de enfriar el liner y enfriar de forma progresiva los gases quemados, mediante su dilución con aire mas frío.

En la figura 1.4 se han representado esquemáticamente los flujos principales de aire y

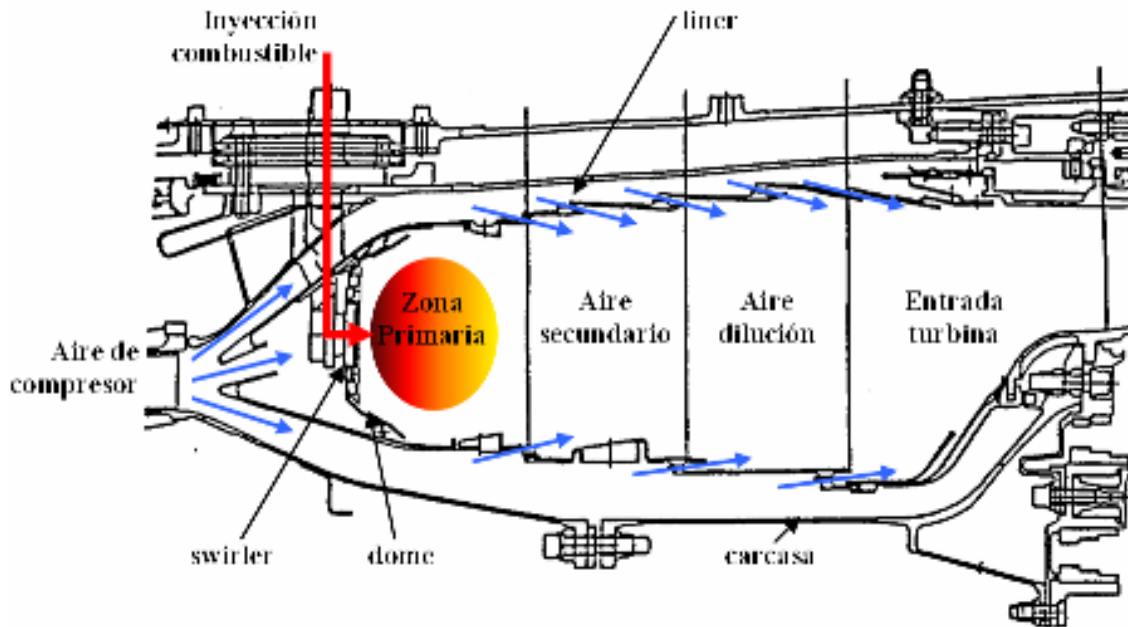


Figura 1.4: Esquema de una cámara de combustión, con los flujos principales.

la zona de combustión en cámaras convencionales. En la zona primaria se mezclan el combustible y el aire en proporción cercana al dosado estequiométrico. En estas condiciones la llama es muy estable y no hay problemas de ignición. Para enfriar los gases y asegurar una oxidación completa del combustible y evitar formación de inquemados, se añade aire secundario a la cámara. La zona de dilución controla la temperatura media de los gases y sobre todo el perfil de temperatura que llega a los álabes del estator del primer escalón de la turbina. Un perfil suave, casi recto es conveniente para alargar el tiempo de vida de los álabes. Estos flujos son una parte crucial del diseño, ya que controlan el mezclado del combustible, la estabilización de la llama y la generación de contaminantes en todo el rango de operación de la turbina de gas (variación de carga).

1.1.2. Formación de contaminantes

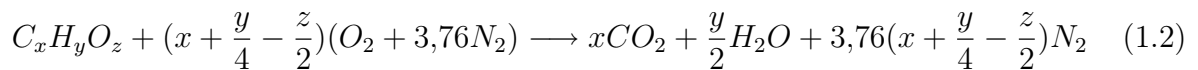
En las últimas décadas ha sido notorio el interés de la comunidad internacional en el problema del cambio climático. Mediante el protocolo de Kyoto (1997) los gobiernos están haciendo un esfuerzo importante para reducir las emisiones de gases de efecto invernadero

(Dióxido de Carbono principalmente). Este protocolo apunta a los combustibles fósiles (gas natural, petróleo y carbón) como principales responsables de dichas emisiones. Por ello, se han promovido las energías renovables, que minimizan el impacto de las emisiones de Dióxido de Carbono (CO_2); y las tecnologías de producción y uso eficiente de la energía (cogeneración, ciclo combinado, maquinas de absorción). No obstante, estas tecnologías no son suficientes para compensar el aumento de la producción mundial de energía a base de combustibles fósiles, especialmente frente al enorme crecimiento que se prevé tengan los países con economías de transición, como China y La India.

Las directrices internacional no solo apuntan al CO_2 , sino también a otros gases producidos en menor cantidad, pero con un factor de impacto mayor. Estos gases son principalmente los óxidos de azufre y nitrógeno.

Emisiones de CO_2

En el ámbito de esta tesis nos centraremos en la combustión correspondiente a la reacción química de oxidación de un hidrocarburo. La reacción es unidireccional (constante de equilibrio muy elevada) y libera un intenso calor (poder calorífico inferior $L_i \sim 40\text{-}50$ MJ/kg). Considerando la fórmula equivalente de hidrocarburo orgánico $C_xH_yO_z$, la reacción estequiométrica de oxidación completa en aire en un solo paso global es la siguiente:



Se ha tenido en cuenta el nitrógeno del aire, y se le considera inerte frente a la reacción. De la ecuación 1.2 aparece el contaminante más abundante: el dióxido de carbono. Al ser una molécula triatómica, es muy participativa en procesos de radiación y es propensa a absorber infrarrojos. Por esto el CO_2 es en gran parte responsable del efecto invernadero.

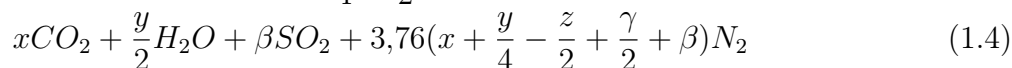
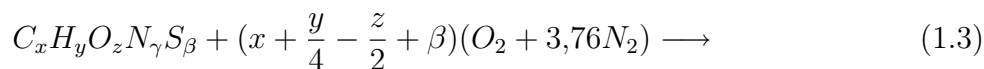
El CO_2 está presente de forma natural en la atmósfera (0.035 % en volumen). Existe un equilibrio natural entre el CO_2 emitido y el absorbido: es el ciclo del carbono. Las emisiones principales se deben a la respiración de los seres vivos, o a las emisiones naturales como erupciones volcánicas o incendios forestales. Por otra parte, las plantas son capaces de fijar el carbono del CO_2 , liberando O_2 . El agua de los océanos tiene también cierta capacidad

de absorción del CO_2 . Este dióxido de carbono oceánico se encuentra disuelto en el agua o se fija en forma de $CaCO_3$ gracias a micro-organismos y crustáceos marinos.

Quemando combustibles fósiles, se está emitiendo CO_2 a un ritmo muy elevado: se está quemando en decenas de años el carbono que tardó la naturaleza millones de años en fijar en forma de carbono orgánico. El ritmo actual de emisión es tan elevado que el ciclo natural del carbonó no parece ser capaz de absorber todo el CO_2 emitido. Éste se va entonces acumulando en la atmósfera, aumentando su concentración y empeorando el efecto invernadero.

Emisiones de SO_2

En general, los combustibles industriales no son tan puros, y suelen llevar impurezas: sobre todo azufre y nitrógeno, siendo la formula general del hidrocarburo $C_xH_yO_zN_\gamma S_\beta$. La reacción estequiométrica de oxidación completa es entonces:



Al entrar en una llama, los compuestos de azufre forman rápidamente la molécula estable de dióxido de azufre (SO_2), pues el SO , reacciona directamente con el oxígeno a través de la reacción $SO + O_2 \longrightarrow SO_2 + O$, incluso a temperatura ambiente. En contacto con el agua resultante de la combustión o con el vapor de agua atmosférico, el dióxido de azufre se convierte en ácidos hiposulfuroso, sulfuroso y sulfúrico (H_2SO_2 , H_2SO_3 , H_2SO_4 respectivamente). Al igual que el agua, estos ácidos condensan en las nubes y son en parte responsable de las denominadas lluvias ácidas. Así el control de la contaminación por azufre obliga a eliminar todas las formas del elemento antes de la combustión o quitar todos los óxidos de azufre después.

Emisiones de inquemados

Hasta este punto, se han considerado reacciones de oxidación completas. En realidad, la oxidación del combustible es completa si se cumplen los requisitos apropiados. El primero

y más inmediato es que el combustible tenga suficiente oxígeno como para oxidarse. De ahí la noción de dosado. El dosado F es la relación de masa de combustible a la masa de aire que participa en la combustión. El dosado estequiométrico F_S es sencillamente el dosado para una reacción estequiométrica. El dosado relativo F_R (o “equivalence ratio”, Φ) es la relación entre F y F_S .

$$F = \frac{m_c}{m_a}; F_S = \frac{m_{c,S}}{m_{a,S}}; F_R = \Phi = \frac{F}{F_S} \quad (1.5)$$

Con dosados ricos (exceso de combustible), la combustión es incompleta, o parcial. En cambio, con dosados pobres (exceso de aire), el proceso de oxidación puede llegar a ser prácticamente completo. La combustión real, sea parcial o completa, solo puede ocurrir dentro de cierto rango de dosado: son los límites de inflamabilidad. A presión y temperatura ambiente, estos límites, para algunos hidrocarburos usuales, suelen estar entre $\Phi \sim 0,5$ y $\Phi \sim 3$.

Al margen de la importancia del dosado, existen al menos otros tres factores que incrementan la eficiencia de la combustión. *i)* Un tiempo de residencia largo asegura que los reactivos (combustible y oxígeno) puedan combinarse para reaccionar. *ii)* una temperatura alta de llama es favorable también porque tiende a acelerar la cinética las reacciones elementales de oxidación. *iii)* La turbulencia, al generar un mezclado intenso, favorece el “encuentro” de los reactivos.

Limitaciones en estos factores implican la aparición de inquemados en la llama incluso exceso de aire ($\Phi < 0$) y se habla de ineficiencia de combustión. La oxidación parcial del combustible genera distintos productos listados a continuación: carbonilla, hollín (C_x); monóxido de carbono (CO); monóxido de azufre (SO); hidrocarburos ($C_xH_yO_zN_\gamma S_\beta$); radicales libres (CH); compuestos aromáticos y poliaromáticos; etc. Cara a sus efectos sobre el ser humano, el contaminante más dañino a corto plazo es el monóxido de carbono. Forma un complejo muy estable con la hemoglobina humana, fijándose a ella en el mismo sitio que el oxígeno. Al pasar por los alvéolos de los pulmones, no puede liberar el CO , y no puede fijar el oxígeno del aire inspirado. Incluso a concentraciones muy bajas, puede causar la muerte por asfixia. Por esto existe una legislación muy importante respecto a este contaminante y sus emisiones. En cuanto a los otros inquemados, también son dañinos

para la salud, aún que en menor medida. Los hidrocarburos inquemados, los radicales libres y los aromáticos son cancerígenos, al ser muy activos con el material genético. En cuanto al SO , participa también de las lluvias ácidas, al igual que el SO_2 .

La legislación exige unas emisiones por gas de escape muy bajas de CO (del orden de 100 ppmV) y limita las emisiones totales de inquemados. Se exige una eficiencia de combustión muy alta. La eficiencia de combustión se mide como la relación de productos oxidados generados y de los productos oxidados si la combustión fuese completa. Tomando la ecuación general 1.3, se puede expresar la eficiencia de combustión η_c como:

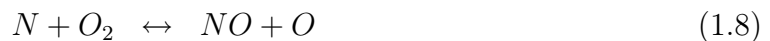
$$\eta_c = \frac{(m_{CO_2} + m_{H_2O} + m_{SO_2})_{formado}}{44x + 18\frac{y}{2} + 48\beta} \quad (1.6)$$

Emisiones de óxidos de nitrógeno: NO_x

Las reacciones de combustión son muy exotérmicas: el poder calorífico inferior L_i de los combustibles corrientes es del orden de 40 MJ/kg. Las temperaturas alcanzadas en las llamas son muy altas (alrededor de 2500 K). A estas temperaturas existen muchísimas reacciones químicas posibles: reacciones de oxidación o reacciones activadas por la temperatura. De estas últimas algunas implican el nitrógeno del aire, formando los óxidos de nitrógeno. El término NO_x se refiere en general a todos los óxidos de nitrógeno. Sin embargo, el monóxido de nitrógeno (NO), el dióxido de nitrógeno (NO_2), y el óxido nitroso (N_2O) son las únicas especies con concentración significativa en procesos de combustión.

NO_x térmicos

En llamas calientes, el nitrógeno molecular del aire pierde su carácter inerte y se oxida, mediante la reacción $O + N_2 \leftrightarrow NO + N$. Los átomos de nitrógeno atacan rápidamente al oxígeno molecular formando óxido nítrico y oxígeno atómico $N + O_2 \leftrightarrow NO + O$, completándose así la cadena de dos reacciones conocidas como mecanismo de ZELDOVICH [2]. A estas reacciones se les ha añadido una tercera, modelo conocido como de ZELDOVICH extendido.



En el frente de llama, donde el radical OH es abundante y la temperatura alta, la tercera reacción es predominante. Después del frente de llama, las dos primeras reacciones son mayoritarias y son responsables de la mayor parte del NO. La primera reacción es la única fuente del nitrógeno atómico, de forma que gobierna la cinética de las reacciones. El nivel de equilibrio del NO es muy dependiente de tres factores: temperatura, dosado y presión. El equilibrio se desplaza hacia altas concentraciones de NO: i) al disminuir la presión a dosado y temperatura constante (poca influencia); ii) al aumentar la temperatura a dosado y presión constante; iii) al disminuir el dosado a temperatura y presión constante.

Al disminuir la temperatura de los gases por dilución con el aire del compresor o por expansión de la turbina, el equilibrio de las ecuaciones 1.7 se desplaza hacia la izquierda, consumiendo NO_x . No obstante, dichas reacciones quedan “congeladas” a temperaturas menores que 1200-1300 K. La cinética de estas reacciones es muy compleja, y aquí no se pretende entrar en más detalles. Empíricamente, se observa unas emisiones de NO_x que siguen la tendencia presentada en la figura 1.5b.

En una turbina de gas real, la temperatura de llama está directamente relacionado con el dosado y la temperatura de entrada a la cámara de combustión. La temperatura adiabática de llama presenta un máximo del lado rico ($\phi \sim 1,1$), pero en esta zona el oxígeno disponible oxida preferiblemente el combustible. Por el lado pobre, la caída de temperatura es tal que compensa con creces el aumento de concentración del oxígeno. La concentración de NO al equilibrio presenta entonces un pico cerca del dosado estequiométrico del lado pobre ($\phi \sim 0,9$).

Este esquema no incluye todas las reacciones. Existen modelos más completos, y mucho más complejos: hasta 75 reacciones implicando los NO_x en [7]. Las referencias [4] y [5], entre otras, dan expresiones para las velocidades de las reacciones 1.7. Dichas expresiones son del mismo tipo y se pueden escribir de manera general como la ecuación 1.10:

$$\frac{d\text{NO}}{dt} = f([O], [O_2], [N], [N_2], [OH], [NO]) e^{-\frac{K_0}{p(T)}} \cdot P^{-0,5} \quad (1.10)$$

donde K_0 es una constante de activación y $p(T)$ un polinomio de la temperatura. La cinética de la formación de NO empieza a ser particularmente intensa a partir de 1550 K [6]. De la expresión 1.10 aparece también la importancia fundamental del tiempo de

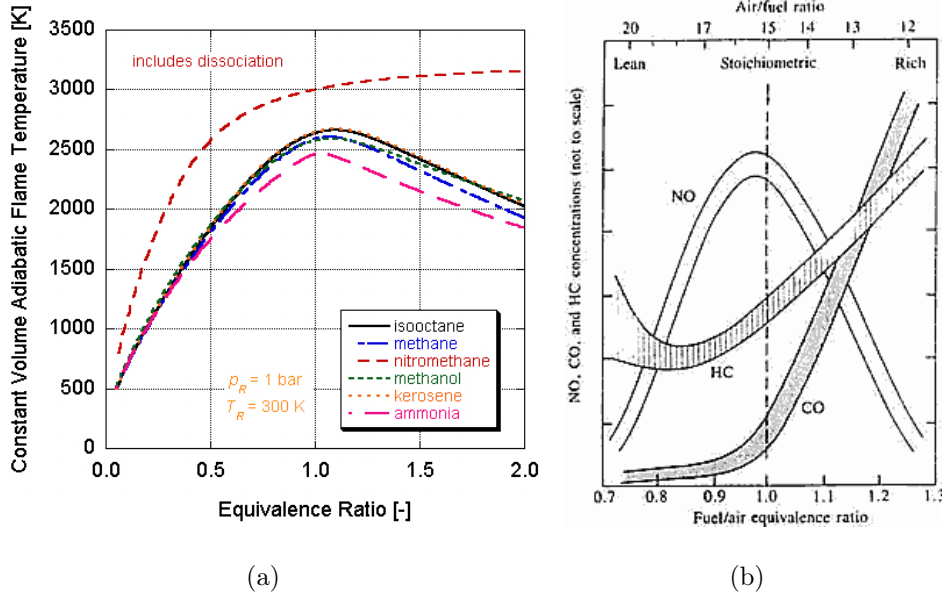


Figura 1.5: Temperatura de llama e índice de emisiones de contaminantes.

(a) $T_{ad}(\Phi)$ para varios combustibles; (b) Índice de emisiones (Φ) al equilibrio.

residencia en la zona de reacción (zona primaria). Para conseguir bajas emisiones de NO_x (inferior a 25 ppmv), el tiempo de residencia debe de ser inferior a 5-10 ms ([10], [9], [8]).

Otra consideración de importancia en turbinas de gas es la relación de presiones, por dos razones. Primero, la formación de NO disminuye con la presión: $[NO] \propto P^{-0.5}$ [3]; pero en contrapartida la compresión eleva la temperatura de los reactantes, lo cual eleva a su vez la temperatura de llama, con el subsiguiente aumento de NO.

El monóxido de nitrógeno (NO) es el único de los óxidos de nitrógeno formado directamente en las llamas, el dióxido de nitrógeno (NO_2) aparece más tarde, mediante reacciones lentas con el oxígeno del aire de dilución o atmosférico que tienen lugar incluso a temperatura ambiente. En la atmósfera, la especie mayoritaria es NO_2 , ya que es más estable que NO a temperatura ambiente.

La legislación europea contempla en sus limitaciones de emisiones la totalidad de los óxidos de nitrógeno (N_yO_x). Sin embargo, en procesos de combustión, la especie mayoritaria es NO, que finalmente se convierte en la atmósfera en su casi totalidad en NO_2 . Las otras especies están presentes también, pero en concentraciones tan bajas que no se

pueden medir con fiabilidad.

NO_x “súbito”, incluyendo N₂O

A temperaturas suficientemente bajas (inferior a 1500 K) para que no se produzca la reacción de ZELDOVICH, se ha demostrado experimentalmente que el NO sigue apareciendo, acompañado del óxido nitroso N₂O. Se detectan trazas de estos productos en el mismo frente de llama, fenómeno que le valió la denominación de “NO_x súbito” (“prompt NO_x”). Existen otras reacciones, muy rápidas, que generan óxido nítrico. Debido a su presencia en el frente de llama, se sugiere que el radical CH actúa como activador de la cadena de reacciones 1.11. El cianuro de hidrógeno (HCN) es un intermedio importante cuando se forma óxido nítrico a partir del nitrógeno.



Nitrógeno del combustible

Los óxidos de nitrógeno no provienen solamente del nitrógeno del aire, sino también del que contienen los combustibles fósiles, sobre todo piridina en los líquidos, y amoníaco en los gases. En mezclas pobres, la eficiencia de conversión del nitrógeno del combustible en NO, es cercana al 100 %. Por ello, no se pueden utilizar en quemadores “low NO_x” combustibles que tengan más de 300 ppm de nitrógeno.

1.1.3. Métodos de reducción de emisiones de NO_x

La tecnología actual en turbinas de gas permite alcanzar rendimientos cercanos al 40 % de eficiencia en producción de energía mecánica en ciclos simples (50 % en ciclos combinados). Estas altas cifras de rendimientos implican una reducción de emisiones de CO₂, lo que les convierte en métodos de producción de potencia atractivos tanto económicamente como para cumplir el protocolo de Kyoto. En cambio, las normativas en cuanto a generación de óxidos de nitrógeno se vuelven cada vez más drásticas, y la reducción de

NO_x se ha convertido en los últimos 15 años en un reto en ingeniería. El marco legislativo sobre este tema es muy complejo, al entrar en juego la legislaciones europeas, nacionales y de comunidades autonómicas a la vez que el tipo de instalación considerado. Por ejemplo, para el uso de gas natural como combustible en turbinas de gas de potencia térmica de más de 50 MW, el Boletín Oficial del Estado del 20 de marzo de 2004 [11] impone emisiones de unos 50 mg/Nm^3 de NO_x referenciado a 15 % de O_2 ($\approx 25 \text{ ppmV}$ en las mismas condiciones) en los gases de escape, aplicándose dicha normativa únicamente para cargas de la turbina de más de 70 %. Para otros combustibles (otros gases o combustibles líquidos), este límite es de 120 mg/Nm^3 de NO_x , también referenciado a 15 % de O_2 , en los gases de escape.

En estos años se han desarrollado tecnologías actualmente accesibles para reducir las emisiones de NO_x . Pueden ser actuaciones in situ como inyecciones de agua en la llama; de diseño, como quemar en dosado pobre; o tratamiento de los gases de escape a posteriori, como la reducción catalítica selectiva por amoníaco.

Generalmente se prefieren mejoras de diseño, pero son soluciones a medio plazo y tardan más en entrar en el mercado. Además son difíciles o imposibles de implantar en equipos ya existentes y por eso a menudo se les prefieren otras soluciones mas rentables a corto plazo.

Baja temperatura de llama

Como demostró Zeldovich [2], existe una relación intrínseca entre la generación de los NO_x y la temperatura de llama. La primera línea de actuación para reducir emisiones es bajar la temperatura de la llama, ya que la mayoría de los NO_x son de origen térmico.

Del punto de vista termodinámico, el nivel temperatura que afecta al rendimiento del ciclo es el de “final de combustión”. Entonces conseguir una temperatura mas baja de llama es doblemente provechoso. Por una parte permite reducir emisiones y por otra evita la necesidad de enfriar progresivamente los gases sangrando aire del compresor.

La tecnología actual limita la temperatura de fin de combustión (entrada a la turbina) en cuanto al aguante térmico de los materiales usados para los álabes de turbina. Este

límite está alrededor de los 1800 K, quedando por debajo de las temperaturas de llama de premezcla pobre. Entonces existe un margen de actuación en esta línea, sin penalizar el rendimiento de combustión o el del ciclo.

En turbinas de gas, la temperatura de los gases se controla de dos maneras: *i*) con la temperatura de entrada a la cámara de combustión; y *ii*) con el dosado de la mezcla (figura 1.5). La temperatura del aire a la entrada del combustor está estrechamente ligada al aumento de presión proporcionado por el compresor. Bajar la temperatura al nivel necesario afectaría mucho al rendimiento de la turbina (ecuación 1.1). Queda la solución de bajar la temperatura de llama acercando el dosado de la zona primaria al límite pobre de inflamabilidad. En este caso, casi todo el aire del compresor participa en la zona de combustión, lo que permite acortar la cámara de combustión al disminuir el gasto de aire necesario para refrigerar el liner y los álabes de primera etapa de turbina. En cambio se necesita redimensionar el área de paso del aire en el combustor para limitar la caída de presión en el inyector.

Alta presión

Se ha visto anteriormente que la presión tenía una influencia pequeña sobre la generación de NO_x (ecuación 1.10) y se puede explorar esta vía. En cambio, una subida de presión mayor en el compresor implica un aumento de la temperatura de entrada del aire a la cámara de combustión. Con lo cual se necesita alcanzar un compromiso entre aumento de presión y disminución de temperatura de llama. No obstante, bajar la temperatura de llama tiene mucho más impacto en la reducción de emisiones de NO_x .

Mezcla homogénea

En una llama de difusión, el frente de llama está controlado por la mezcla y la llama se ancla en una zona con dosado próximo al estequiométrico. Cuando el dosado está dentro de los límites de inflamabilidad, la combustión comienza. En la mayoría de los casos, el dosado medio de combustión es rico: el combustible se difunde en el aire, y el primer dosado que puede arder que se alcanza es del lado rico. Estas llamas son muy estables

precisamente por eso. Aunque la mezcla sea globalmente pobre, la llama no se extingue, al situarse donde el dosado local es $\Phi \approx 1$. Por ello es habitual que en la llama se alcancen temperaturas altas, próximas a las de dosado estequiométrico. De manera que, aún que el dosado global sea pobre, siempre existen zonas más calientes, que generan NO_x .

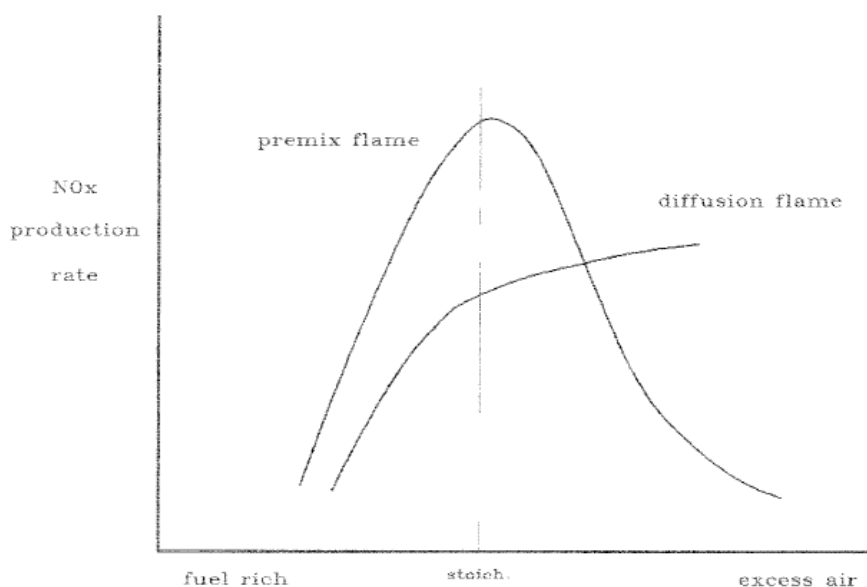


Figura 1.6: Emisiones de NO_x en llamas de difusión y premezcla.

Por eso, la tecnología de combustión se ha orientado desde hace varias décadas a llamas de premezcla. Al ser premezclado el combustible con el aire, las llamas son más compactas y la cámara de combustión potencialmente más pequeñas. La figura 1.7 ilustra la diferencia de tamaño entre una cámara LPP y un combustor de silo (casos extremos).

Aún así, es difícil conseguir un dosado homogéneo en la zona primaria. Para combustibles gaseosos, los procesos de mezcla aire/gas están muy estudiados y son muy eficientes. Además, la presión de inyección no tiene que ser necesariamente alta, siendo un aspecto energético favorable.

Al contrario, la mezcla de combustible líquidos en aire es una tarea ardua. La pulverización del líquido inyectado a alta presión genera pequeñas gotas de combustible. No obstante, el tamaño de las gotas suele ser importante (~ 10 a $100\mu m$) y es difícil lograr evaporar todas las gotas antes de entrar en la llama. En estas condiciones, se generan

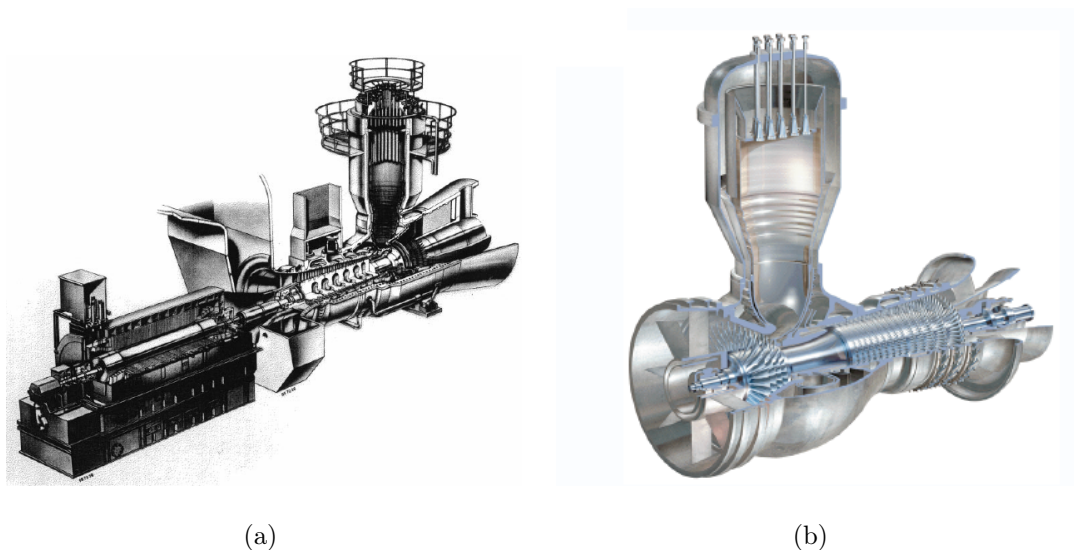


Figura 1.7: Ejemplo de turbina de gas con quemador de silo.
(a) ABB GT13E de ; (b) GT11N2 para combustibles pesados (ALSTOM).

importantes gradientes de dosado en la vecindad de las gotas, creando zona ricas y la consiguiente emisión localizada de NO_x . A presiones de inyección muy altas, típicamente de motores Diesel (en torno a 1000 bares, dependiendo del líquido), el combustible se atomiza muy finamente. Se evapora parcialmente por la expansión brusca, y el tamaño de las gotas conseguido es más pequeño. Este proceso no es apropiado para combustibles pesados dada su elevada viscosidad y tiene la desventaja de consumir potencia mecánica para la compresión del combustible.

Una solución alternativa consiste en alejar la zona de inyección de la llama para aumentar el tiempo de residencia de las gotas en el aire, mejorando la transferencia de masa y disminuyendo el tamaño de gotas [13], hasta incluso desaparecer antes de la llama. Se suele inyectar también en compañía de aire para facilitar la volatilización: es el “air assisted injection”. Desafortunadamente, el tamaño del inyector se ve aumentado y la pérdida de carga que sufre el aire primario es importante. La elección de los puntos de inyección es crítica [14]. La transferencia de masa líquido-gas en un flujo con esfuerzos cortantes es mucho mejor. Por eso se suele inyectar en bordes de salida de toberas, entre dos flujos con velocidades distintas. De esta manera es posible alimentar la llama con una

mezcla totalmente gaseosa.

Zona primaria pobre

Como se ha comentado anteriormente en la sección 1.1.3, las emisiones de NO_x son mas bajas a baja temperatura. La temperatura de llama está estrechamente vinculada al dosado (véase figura 1.5). Disminuir el dosado de la llama cerca del límite de apagado pobre para reducir las emisiones de NO_x es la clave de la filosofía de los quemadores LPP: “Lean Premixed Prevaporized Burner”.

Zona primaria rica

En la figura 1.5b aparece la clave de esta tecnología. Las emisiones de NO_x son también muy bajas para dosado rico en llamas de premezcla. No obstante, operando en estas condiciones, no se aprovecha la totalidad de la energía química del combustible, y se genera mucho CO, cuyas cantidades son inadmisibles por su peligro. Para remediar estos dos problemas, se inyecta aire hasta llegar paulatinamente a un dosado muy pobre para oxidar completamente los inquemados de la combustión anterior. En ambos procesos la generación de NO_x es muy pequeña, aunque el tiempo de residencia en la cámara es un poco más importante al tener una combustión secuencial, lo cual aumenta el tamaño de la cámara.

A pesar de este último inconveniente, el uso de esta tecnología es prometedor porque permite regular las emisiones de NO_x en un rango de carga de la turbina más amplio. Para baja carga, solo funciona la primera etapa en régimen pobre, y para carga importante, funciona en régimen de combustión secuencial. La regulación de carga siendo un problema importante de actualidad, se está investigando mucho en este sentido (como grandes grupos industriales tales como General Electric, Rolls Royce, Alstom, etc...).

Tiempo de residencia corto

El tiempo de residencia es uno de los elementos fundamentales de la combustión. Las reacciones de oxidación en combustión son muy rápidas y violentas, pero no tienen una

cinética infinita. Para que la oxidación sea completa, el tiempo de residencia en la llama tiene que ser suficientemente grande (superior a unos milisegundos). De esta forma, los reactantes o las especies intermedias tienen “tiempo de encontrarse” para formar productos. En cambio, tiempos de residencia largos no son beneficiosos para los NO_x . De hecho, cuanto más tiempo esté el nitrógeno a temperaturas elevadas, mas posibilidades existen de que se disocie, iniciando el proceso de formación de NO_x descrito en las ecuaciones 1.11.

De la expresión 1.10 aparece también la importancia fundamental del tiempo de residencia en la zona de reacción (zona primaria). Desafortunadamente, el tiempo de residencia resulta difícil de estimar en flujos con recirculaciones como son los generados por giro (véase la sección siguiente). Además existe una gran disparidad de tiempos de residencia según las trayectorias seguidas; y es prácticamente imposible reducir esta disparidad dadas las características del flujo. Aun así, basándose en la velocidad media del flujo, se estima que para conseguir bajas emisiones de NO_x (inferior a 25 ppmv), el tiempo de residencia debe de ser inferior a 5-10 ms ([10], [9], [8]).

Inyección de agua líquida o vapor

La inyección de agua líquida o vapor de agua se emplea también para reducir la temperatura de la llama. Su elevado calor específico y/o calor latente hacen que se logren resultados muy favorables (véase figura 1.8). La principal desventaja es la cantidad de agua tratada que hay que inyectar: la relación agua/combustible es cercana a la unidad para mejoras tangibles. Además, la inserción de puntos de inyección de agua es factible en un quemador de combustible líquido, pero mucho más difícil en uno de gas. La densidad mucho más baja del vapor de agua hace necesario el aumento de puntos de inyección para poder alimentar en combustible la cámara. Hay del orden de 10 a 100 veces más puntos de inyección en una cámara de gas que en una de líquido. Todo ello impide la colocación de nuevos puntos para inyección de agua.

Recientemente la inyección de agua se utiliza también para reducir el ruido aerodinámico de los chorros ([17] y [16]). Esto es interesante también en el marco de quemadores

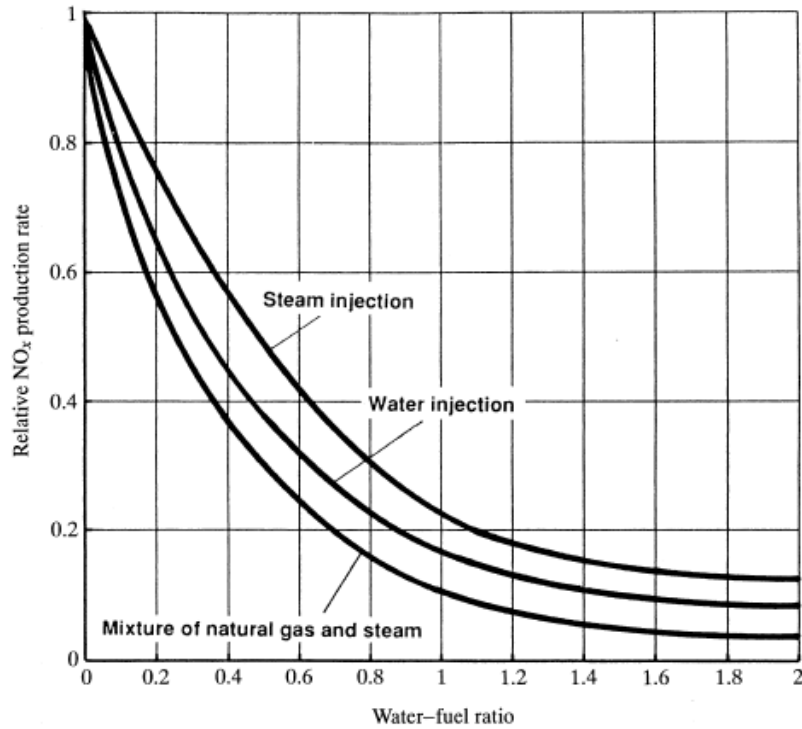
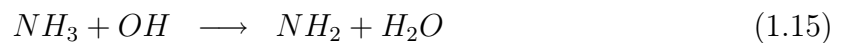


Figura 1.8: Emisiones de NO_x con inyección de agua, de [15].

LPP porque se logran fluctuaciones de presión menores y una vida extendida para los quemadores.

Reducción selectiva catalítica: SRC

El conocimiento de los fundamentos de las reacciones que implican oxido de nitrógeno ha permitido encontrar un método ingenioso para eliminar de los gases de combustión el oxido nítrico inyectando amoniaco (NH_3), en un determinado punto del proceso de enfriamiento, según las siguientes reacciones:



Así en la última reacción los dos átomos de nitrógeno de las moléculas reactantes acaban en nitrógeno molecular, eliminándose el NO. El inconveniente de este proceso es

su coste de funcionamiento, además del coste de instalación. El amoniaco no se regenera en el proceso y hay que tener reservas suficientes a disposición. Aún así, es una solución atractiva para instalaciones antiguas que no podrían seguir funcionando cumpliendo la ley de emisiones de contaminantes.

1.1.4. Conclusiones

Las buenas prestaciones de las turbinas de gas a nivel de eficiencia y contaminación atmosférica les han convertido en las últimas décadas en una parte importante del sector energético (25 % en producción de electricidad). En el sector creciente del transporte aéreo también la demanda se ha hecho más exigente, sobre todo porque los motores contaminan directamente en las capas altas de la estratosfera.

El rendimiento de combustión en las turbinas de gas es altísimo (del orden de 99.9 %), al quemar combustibles generalmente ligeros y de alto poder calorífico. El hecho de ser presurizadas y confinadas las cámaras de combustión contribuye a este alto rendimiento, asegurando una combustión completa. La generación de CO, hollín, inquemados en turbinas de gas no es entonces un problema significativo con la tecnología actual. Además, el alto rendimiento energético (40 %) le convierte en una tecnología relativamente poca emisora de CO₂. Al carecer de circuito de refrigeración, las turbinas de gas solo rechazan calor residual por el escape, lo cual las hace idóneas para cogeneración y ciclo combinado

En cambio, los óxidos de nitrógeno constituyen el principal impacto medio ambiental de las turbinas de gas. Por ello, la comunidad europea está imponiendo límites de emisiones cada vez mas bajos (objetivo de 10 ppmV en 2020?). Cumplir estas normas se ha convertido en un reto ingenieril y tecnológico. Se han desarrollado una serie de medidas in-situ o tratamientos de los gases de escape, como inyección de agua en la cámara de combustión a reducción selectiva catalítica. Pero estas medidas no son viables en aviación por cuestiones obvias de peso. Además, estas técnicas son a corto plazo en instalaciones existentes, porque implican una inversión importante y un coste de operación adicional consecuente.

Para nuevas planteas o en aviación, se les prefiere mejoras de diseño, como reducir la

temperatura de llama y optimizar el tiempo de residencia y la mezcla combustible/aire. Los sistemas LPP (Lean Premixed Prevaporized) son hoy en día una tecnología bien establecida en turbinas de nueva generación. Operan cerca del límite de inflamabilidad pobre (“Lean Blow Off limit”), lo que permite bajar significativamente la temperatura de llama hasta límites de baja generación de NO_x . Estos sistemas optimizan la premezcla, evitando puntos calientes o combustión en gotas de combustible, eliminando así focos de producción de óxidos de nitrógeno.

Estos cambios de diseño no conllevan un incremento de coste o de peso muy importante, lo que les ha hecho muy populares en las turbinas de gas de última generación. En adición, han reducido la necesidad de aire de dilución o de refrigeración de puntos calientes (típicamente 15-18 %), lo que ha implicado un leve incremento de rendimiento de estos sistemas (0.5 a 2 %). A pesar de ello, un flujo de aire mayor atraviesa los inyectores para la combustión pobre de la zona primaria y para asistir el proceso de mezcla/evaporación del combustible.

Por otro lado, al operar cerca del límite de inflamabilidad, estos quemadores son muy sensibles a inestabilidades termo-acústicas. Estas inestabilidades pueden conducir a la extinción de la llama o a daños en la cámara de combustión (o tiempo de vida acortado). Dependen de la geometría de la cámara de combustión, pero a pesar de numerosas investigaciones, la física de estas inestabilidades todavía no se entiende muy bien.

Otro gran problema en la generación de NO_x es la variación de carga. Las plantas industriales fijas, suelen operar en un punto de funcionamiento determinado, pero instalaciones mas pequeñas pueden funcionar en respuesta a picos de demanda eléctrica. En estas condiciones, es muy difícil conseguir bajas emisiones en todo el rango disponible de carga, porque se regula la carga principalmente con el dosado global. Para tales aplicaciones o en aviación, parecen prometedores sistemas de varias etapas (combustión secuencial rica/pobre). A pesar de ello, se les suele preferir sistemas con distintos inyectores, y variar la carga utilizando uno u otro, o distintas combinaciones.

En resumen, quemar en dosado pobre es fundamental en sistemas de una sola etapa, con un renovado papel de la estabilidad de la llama cerca de límite pobre de inflamabilidad.

La siguiente sección trata de la estabilización de la llama en chorros con giro.

1.2. LLAMAS ESTABILIZADAS POR GIRO

Para una gran variedad de combustibles industriales, la velocidad laminar de propagación de llama s_L es muy baja: del orden de 10-50 cm/s, dependiendo del dosado, de la temperatura y presión. Incluso en régimen turbulento y en condiciones de operación normales, la velocidad de propagación de llama ($s_T \propto s_L u'$) es bastante baja y no excede los 5-7 m/s. La llama se estabiliza entonces si la velocidad de propagación de llama local es igual y contraria a la componente normal a la llama del flujo de reactantes (donde $\vec{s}_T \equiv -\vec{u}$).

1.2.1. Estabilización de llamas de premezcla

La velocidad de aporte de los reactantes queda así fuertemente restringida, lo que implica unas secciones de paso y tamaño mayor del quemador si se emplea como inyector un chorro premezclado tradicional. Como se ha dicho antes, interesa quemar mucho combustible en un espacio reducido, lo que implica una velocidad “aparente” elevada. Conviene entonces estabilizar la llama utilizando velocidades (o velocidad “aparente”) mayores.

Existen varias maneras de estabilizar una llama, consiguiendo igualar velocidad de propagación de llama y de reactantes en una zona del flujo.

- En flujo cruzado: se consigue una adecuada distribución de dosados y velocidad inyectando el combustible perpendicularmente a la corriente de aire. Este sistema se emplea mucho en centrales térmicas grandes de combustible líquido o de carbón.

- En contracorriente: la inyección hacia atrás proporciona un buen mezclado debido a los esfuerzos cortantes y una zona de baja velocidad donde se puede estabilizar la llama. Este sistema se emplea sobre todo en estatorreactor. Tiene la desventaja de recalentar mucho el inyector y se suele necesitar un sistema de refrigeración. Por otra parte es difícil evitar que se deposite hollín, tapando parcialmente el inyector. Además, las deposiciones acaban modificando la aerodinámica del inyector y casi siempre aumenta el coeficiente de fricción, generando una estela mas importante y así aumentando la perdida de carga que sufre el aire primario.

- Utilizando cuerpos estabilizadores. Se consigue generar una zona de recirculación

o de baja velocidad cerca del estabilizador. De esta manera existe un punto de remanso cerca del cual puede estabilizar la llama. Quizás la manera mas sencilla de obtener una recirculación sea introducir un obstáculo en la corriente (“flame holder” si el obstáculo es de pequeño tamaño o “bluff body” si el obstáculo bloquea una sección importante del inyector (véase figura 1.9). Se estabiliza entonces la llama en la recirculación o zona de baja velocidad que se genera detrás del cuerpo.

Las fotos presentadas a continuación son resultados de experimentos llevados a cabo en “Lawrence Berkeley National Laboratory” (Berkeley, California, EE.UU.) en el departamento de combustión.

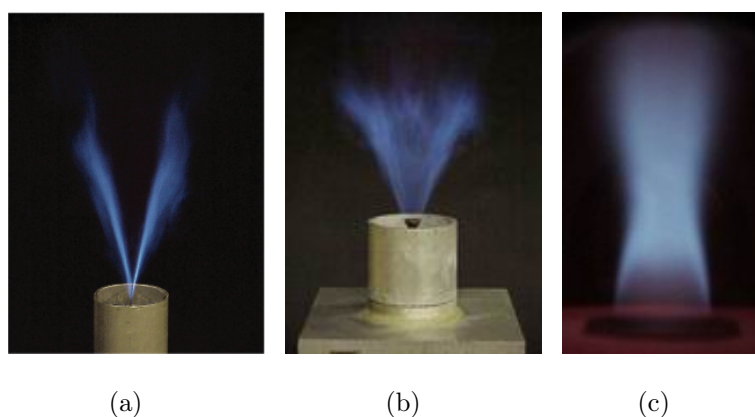


Figura 1.9: Estabilización de una llama de premezcla detrás de cuerpos macizos: fotos (a) “flame holder” generando una llama en “V” (2-D); (b) llama en “V” (3-D); (c) “bluff body” generando una recirculación importante.

El rango de utilización de estos estabilizadores queda bastante limitado: pasada cierta velocidad, la llama no es estable y se desprende del estabilizador. Para potencias importantes, puede llegar a haber muchos estabilizadores en la sección de la cámara de combustión, ocasionado una restricción de la sección de paso y la correspondiente caída de presión.

Otro flujo para anclar llamas extensamente estudiado es la recirculación detrás de una expansión brusca en un canal: “Backward Facing Step”, o escalón inverso. Desde numeros de REYNOLDS relativamente bajos, el desprendimiento de la corriente en el escalón genera

una recirculación detrás del mismo. Este fenómeno se aprovecha para estabilizar llamas, como en la figura 1.10a.

Las técnicas de estabilización de llama anteriores presentan todas un flujo con recirculación detrás de un obstáculo. Pero de manera general, un punto de remanso es suficiente para estabilizar la llama, como en las llamas impactantes (“impinging flames”), donde un chorro de reactantes impacta sobre una superficie cerámica caliente. La llama se estabiliza en las zonas de baja velocidad de la capa límite y en los desprendimientos y recirculaciones que se generan cerca de la superficie sólida (figura 1.10b).

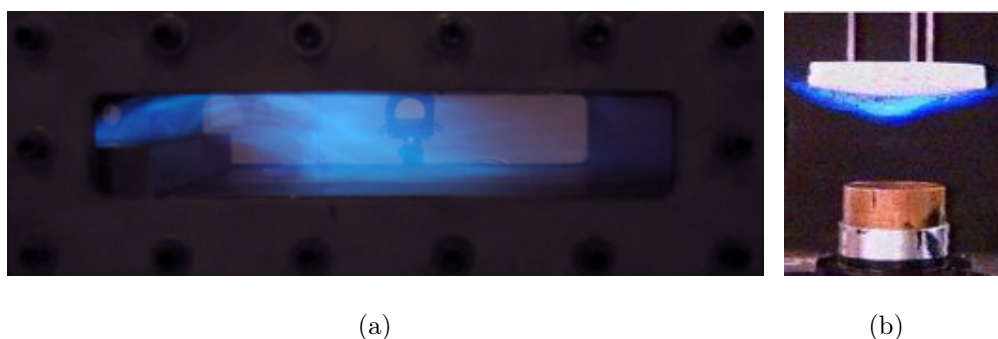


Figura 1.10: Estabilización de una llama de premezcla: otros métodos
(a) “Backward Facing Step Flame”; (b) Llama impactante (“impinging flame”).

Todas estas técnicas de estabilización de llama tienen varios inconvenientes comunes: una caída de presión de remanso relativamente alta, indeseable en turbinas de gas; y un recalentamiento muy importante de las superficies estabilizadoras y deposiciones de carbonilla y alquitranes, llevando un coste de fabricación y mantenimiento elevado.

La tecnología actual de combustión en turbinas de gas prefiere hoy en día emplear quemadores estabilizados por “swirl”, o giro. Esto consiste en generar chorros con giro que inducen poca pérdida de presión frente a otros sistemas, y evitan problemas de ensuciamiento o de puntos calientes. Además, ofrecen muy buenas prestaciones frente a emisiones de NO_x . De hecho, su buena estabilidad permite quemar el combustible con dosados pobres, cerca del límite de inflamabilidad, así bajando la temperatura de llama (véase sección 1.1.3).

A pesar de su utilización en turbinas de gas de nueva generación, sigue siendo una

tecnología en desarrollo. La complejidad del flujo tridimensional y el fenómeno de rotura de vórtice (véase apartado 1.2.2 así como [23], [25] y [19]) pueden comprometer la estabilidad de la llama, llegando en ocasiones extremas en prototipos al deterioro o la destrucción de la cámara de combustión. Por eso es una tecnología en la que se puede avanzar hacia su madurez. Por esta razón se sigue investigando en los mecanismos involucrados en la inestabilidad del flujo reactivo.

Adicionalmente al funcionamiento fluidodinámico, la presión de los gobiernos europeos para la reducción de emisiones de NO_x ha convertido en un reto tecnológico la evolución de este tipo de quemadores. Para cumplir los requisitos, los métodos a corto plazo como la inyección de agua en la cámara de combustión se han vuelto obsoletos o insuficientes. Programas de investigación para conseguir el concepto “Dry Low NO_x ” (DLN, o bajos NO_x en seco) han dado paso a una nueva generación de turbinas con bajas emisiones de NO_x . En este aspecto, los inyectores estabilizados por giro han jugado un papel decisivo, permitiendo quemar el combustible en dosado pobre con caudales importantes. No obstante, esta tecnología sigue siendo relativamente nueva y se sigue investigando mucho en este campo. Los beneficios socio-económicos de los avances que se van obteniendo son relevantes.

1.2.2. Chorros con giro

Los flujos con giro se caracterizan por la superposición de la velocidad axial del chorro y una componente tangencial, resultando en un movimiento en espiral. Al imprimirse giro a la corriente, aparece un gradiente radial de presión a causa de la fuerza centrípeta, lo cual engendra succión en el centro y sobrepresión en las paredes. Al salir este flujo del inyector aparece una tendencia del chorro a abrirse. Esta tendencia puede originar tanta succión en el centro que atrae a fluido de las regiones corriente abajo y se crea un punto de remanso en el seno del flujo, apareciendo una zona de recirculación: es el fenómeno de rotura de vórtice. Esta recirculación sirve para estabilizar una llama, pero también aumenta el tiempo de residencia de los productos.

Estudios experimentales ([23], [25] y [19], entre otros) revelaron que el momento angu-

lar, tiene gran influencia sobre la topología del flujo: ángulo de apertura, tasa de ingestión de fluido, caída de la velocidad en el eje, recirculación; tamaño, forma y intensidad de la llama en flujos reactivos...

Se presentan en esta sección distintas maneras de generar chorros con giro y la dinámica de dichos chorros en función del giro que se les impone. Su caracterización aquí no es exhaustiva, debido a su alta sensibilidad a la geometría del quemador.

Generación de chorros con giro

Existen al menos tres maneras de generar un chorro con giro. Puede ser generado por rotación directa de un sólido (con tubo o núcleo giratorio), por combinación de velocidad axial y tangencial, o por unos álabes guías.

En el caso de flujos gaseosos, no se suele usar el núcleo giratorio salvo en escalas muy pequeñas debido a la baja viscosidad del fluido.

Con inyecciones de aire tangenciales, la cámara permite generar un rango amplio de swirl: de un valor nulo hasta valores elevados. El giro se controla sencillamente ajustando los caudales axiales y azimutales.

Estos sistemas tienen altas exigencias al nivel de presión a la entrada (pérdida de carga importante), y por ello los diseños comerciales prefieren los generadores de swirl con álabes. En este caso se suele emplear un swirler que consiste en un buje axial donde se implantan álabes axiales formando una corona con cierta inclinación β'_2 y deflecan la corriente respecto al flujo axial para inducir un movimiento giratorio. Esta técnica es muy común en cámaras de combustión de turbinas de gas y en hornos industriales. El swirl generado es bastante limitado; típicamente valores del número de swirl (véase 1.2.2) cercano a la unidad con una deflexión de los alabes no superior a $\beta'_2=70^\circ$.

El escalón de álabes detallado en la figura 1.11 imponen una deflexión β_2 a la corriente, creando así una componente tangencial de la velocidad ($V_{2\theta}$). El escalón de álabes se diseña con el objetivo de optimizar el guiado de los álabes. Es decir minimizar la diferencia de ángulo entre el borde de salida β'_2 y la deflexión sufrida por la corriente β_2 . El criterio seguido es que la cuerda de guiado de los álabes c tiene que ser sensiblemente mayor que

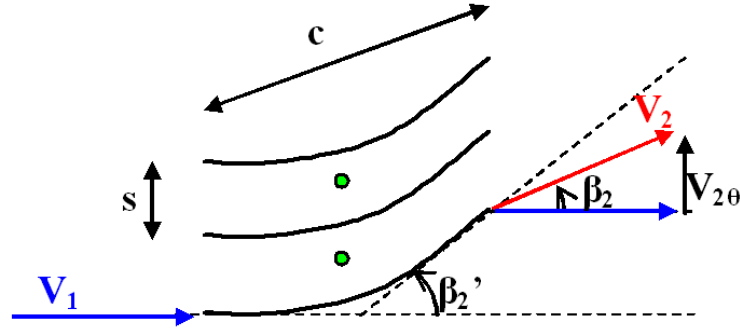


Figura 1.11: Detalle del escalón de álabes (1-D).

la distancia media entre álabes s : en otros términos, $\sigma = s/c \ll 1$ [18], de manera que se pueda considerar $\beta_2 \simeq \beta'_2$.

El inconveniente de los álabes guía es que son de geometría fija y ofrecen poca flexibilidad para el estudio de chorros con swirl. Para remediar este problema, se utilizan a veces sistemas radiales mixtos que tienen un sistema de guiado radial-tangencial (como en la figura 1.12). Este sistema es eficiente frente a la pérdida de carga necesaria para generar swirl relativamente altos.

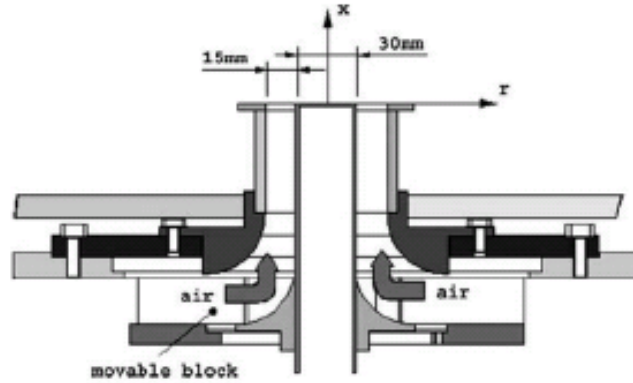


Figura 1.12: Generador de swirl mixto [23].

En los capítulos siguientes se ha utilizado un inyector con entradas tangenciales (detallado en el capítulo 4), por su gran flexibilidad a la hora de explorar un rango de swirl importante. En el laboratorio, las pérdidas de presión no son tan cruciales como en el

entorno industrial, y se ha preferido usar un quemador flexible, a pesar de la pérdida de carga.

El número de Swirl

En el estudio de chorros con giro, es necesario definir un número adimensional característico del giro para poder realizar comparaciones entre diferentes chorros. Este número podría ser el cociente de velocidad tangencial media y de la axial, pero ambas son cantidades no conservadas a lo largo del radio. Por eso se les prefiere el momento angular medio y el momento lineal axial medio. El grado de swirl se caracteriza entonces por el número de swirl S , un número adimensional que representa el flujo axial de momento angular dividido por el flujo axial de momento lineal y por el radio de salida R_S :

$$S = \frac{\dot{L}_z}{R_S \dot{p}_z} \quad (1.17)$$

donde:

$$\dot{L}_z = \int_0^\infty \rho u_z u_\theta r^2 dr \quad (1.18)$$

$$\dot{p}_z = \int_0^\infty (\rho u_z^2 + (p - p_\infty)) r dr \quad (1.19)$$

aplicando la descomposición de REYNOLDS en términos promedios y fluctuaciones, tal que $\vec{u} = \vec{U} + \vec{u}'$, se obtiene:

$$\dot{L}_z = \int_0^\infty \rho (U_z U_\theta + \langle u'_z u'_\theta \rangle) r^2 dr \quad (1.20)$$

$$\dot{p}_z = \int_0^\infty (\rho (U_z^2 + \langle u_z'^2 \rangle) + (p - p_\infty)) r dr \quad (1.21)$$

Experimentalmente, resulta a menudo difícil tener acceso simultáneamente a los términos de presión $(p - p_\infty)$ y el término cruzado del tensor de esfuerzos de REYNOLDS $\langle u'_z u'_\theta \rangle$; y las aproximaciones abundan. Por eso, y para homogeneizar, en la literatura se suelen despreciar para definir el llamado swirl geométrico:

$$S_g = \frac{\int_{R_i}^{R_o} \rho U_z U_\theta r^2 dr}{R_e \int_{R_i}^{R_o} \rho U_z^2 r dr} \quad (1.22)$$

donde R_i y R_o son los radios interior y exterior respectivamente, si el generador de swirl incluye algún sólido en su centro, como un buje de álabes por ejemplo. R_e designa a su vez un radio efectivo de sección de paso, tal que $R_e = \sqrt{R_o^2 - R_i^2}$. También R_e podría ser efectivo frente al momento angular, pero esta consideración se usa muy poco, y los resultados se ven poco afectados.

Ahora, escribiendo las leyes de conservación de masa, de cantidad de movimiento lineal y de momento de cantidad de movimiento (momento angular), por unidad de volumen, y despreciando la actuación de fuerzas volumétricas, para un fluido incompresible:

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt} \oint_{\Omega} \rho d\Omega &= 0 \\ \frac{d}{dt} \oint_{\Omega} \rho \vec{v} d\Omega &= \oint_{\Sigma} \vec{F}_{ext} d\Sigma \\ \frac{d}{dt} \oint_{\Omega} \vec{L} d\Omega &= \frac{d}{dt} \oint_{\Omega} \vec{r} \otimes (\rho \vec{v}) d\Omega = \sum \vec{C}_{ext}\end{aligned}\quad (1.23)$$

donde Ω es el volumen considerado y Σ la superficie orientada que lo contiene; \vec{F}_{ext} y \vec{C}_{ext} los esfuerzos superficiales y los momentos exteriores que se aplican a dicho volumen. Intercambiando los operadores de derivada temporal e integral de volumen y expandiendo los términos, se tiene:

$$\begin{aligned}\oint_{\Omega} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho \vec{v}) d\Omega &= 0 \\ \oint_{\Omega} \frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} + \vec{\nabla}(\rho \vec{v} \vec{v}) d\Omega &= \oint_{\Sigma} \vec{F}_{ext} d\Sigma \\ \oint_{\Omega} \frac{\partial}{\partial t} (\vec{r} \otimes \rho \vec{v}) + \vec{\nabla}(\vec{r} \otimes \rho \vec{v} \vec{v}) d\Omega &= \oint_{\Sigma} \vec{r} \otimes \vec{F}_{ext} d\Sigma\end{aligned}\quad (1.24)$$

utilizando el teorema de OSTROGRADSKY, y escribiendo la componente axial estacionaria de las ecuaciones, queda:

$$\begin{aligned}\int_{R_i}^{R_e} 2\pi \rho U_z dr &= \dot{m} \\ \int_{R_i}^{R_e} 2\pi \rho U_z^2 r dr &= \sum F_z \\ \int_{R_i}^{R_e} 2\pi \rho U_z U_{\theta} r^2 dr &= \sum C_z\end{aligned}\quad (1.25)$$

De manera general en un swirler, el par y las fuerzas aplicadas al volumen se deben a los esfuerzos en la pared, y por sencillez se desprecian, aún que pueden llegar a ser

significantes. Las ecuaciones 1.25 son muy útiles a la hora de diseñar un generador de swirl solo a partir de las condiciones de contorno: geometría y caudales axiales y tangenciales.

Efecto del giro y rotura de vórtice

Las condiciones a la salida del swirler (número de swirl S y geometría) tienen una influencia importante sobre el campo fluido resultante. Estos efectos están discutidos en las secciones siguientes, pero se cree conveniente subrayar los aspectos más importantes, dando un énfasis especial a la topología general del flujo.

Para numeros de swirl débiles ($S \leq 0.4$), el chorro tiende a abrirse más que un chorro libre, a englobar fluido del ambiente y la velocidad en el eje a decaer más rápidamente a medida que el swirl aumenta. Al salir de la tobera, la fuerza centrífuga y el aumento de área que sufre el chorro generan gradientes radiales de presión; dados por la forma reducida de la ecuación de cantidad de movimiento radial. Omitiendo términos turbulentos:

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \frac{\rho U_\theta^2}{r} \quad (1.26)$$

La presión baja en el centro ha de acoplarse a una presión más alta en el recinto de descarga. Al salir un flujo con swirl a un recinto diáfano y remansado, si el flujo es subsónico, la presión en el labio exterior ha de igualarse a la presión en el recinto, por lo que el gradiente radial de presión se traduce en una succión en el chorro saliente con swirl.

A pesar de existir para numeros de swirl relativamente bajos, no dan lugar a mas que pequeños cambios de presión en el eje longitudinal. A partir de la ecuación 1.26, se puede integrar el campo de presiones en todo el dominio y obtener la presión en el eje y su gradiente $\frac{\partial p}{\partial z}$. Para numeros de swirl pequeño, el gradiente adverso no es suficiente para crear una recirculación axial, y el chorro se comporta globalmente como un chorro axial sin componente tangencial.

En cambio, para swirl más altos (a partir de $S \geq 0.6$), los fuertes gradientes radiales originan una succión tal (gradiente de presión axial negativo, figura 1.13), que se forma una zona central de recirculación toroidal (*CTRZ*: “Central Toroidal Recirculation Zone”). Está claro que esta topología depende fuertemente de las condiciones a la salida de la tobera y de la geometría empleada para generar el swirl.

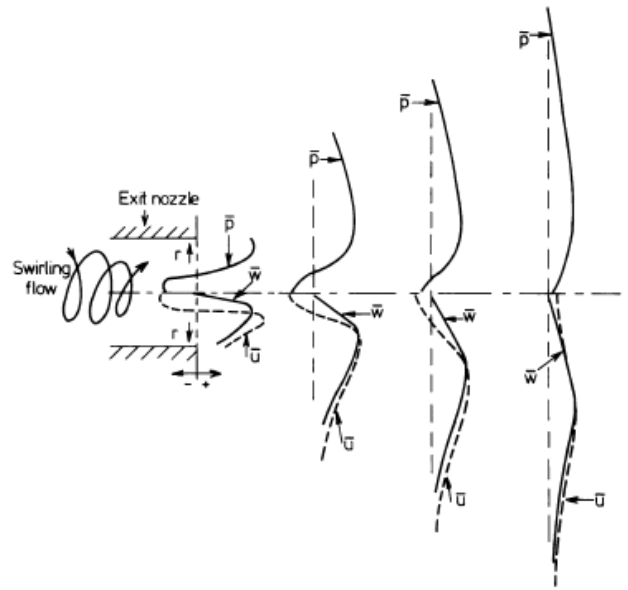


Figura 1.13: Topología [18]: Perfiles radiales de presión, velocidad axial y tangencial en una rotura en burbuja.

El vórtice generado en el plano de salida de la boquilla del quemador se desestabiliza y da lugar a un campo fluido complejo. Los fuertes gradientes axiales de presión generan una burbuja de recirculación que gira alrededor del eje de la tobera debido al movimiento de rotación imprimido al flujo: es la rotura de vórtice (“vortex-breakdown”). El esquema de la figura 1.14 describe el mecanismo que engendra la recirculación.

Cuando la rotura es axilsimétrica, se suele llamar “rotura en burbuja”. Existen otros tipos de rotura, como ilustran las figuras 1.15 y 1.17. La rotura en espiral corresponde al primer modo azimutal; la doble hélice al segundo modo azimutal...[19]...). La figura 1.15 representa la transición entre los dos primeros modos de rotura en un flujo isoterma dentro de una tobera divergente ([19] para mas detalles). Como ilustran ambas figuras, la rotura en burbuja axilsimétrica ocurre para números de REYNOLDS y de swirl S altos, condiciones que se dan típicamente en cámaras de combustión de turbina de gas.

A contrario, la rotura en espiral aparece para numeros de swirl bajos y para numeros de REYNOLDS demasiado bajos para ser de interés práctico. Es de notar aquí que la caracterización de la rotura se ha hecho en un entorno muy particular, al tratarse de un

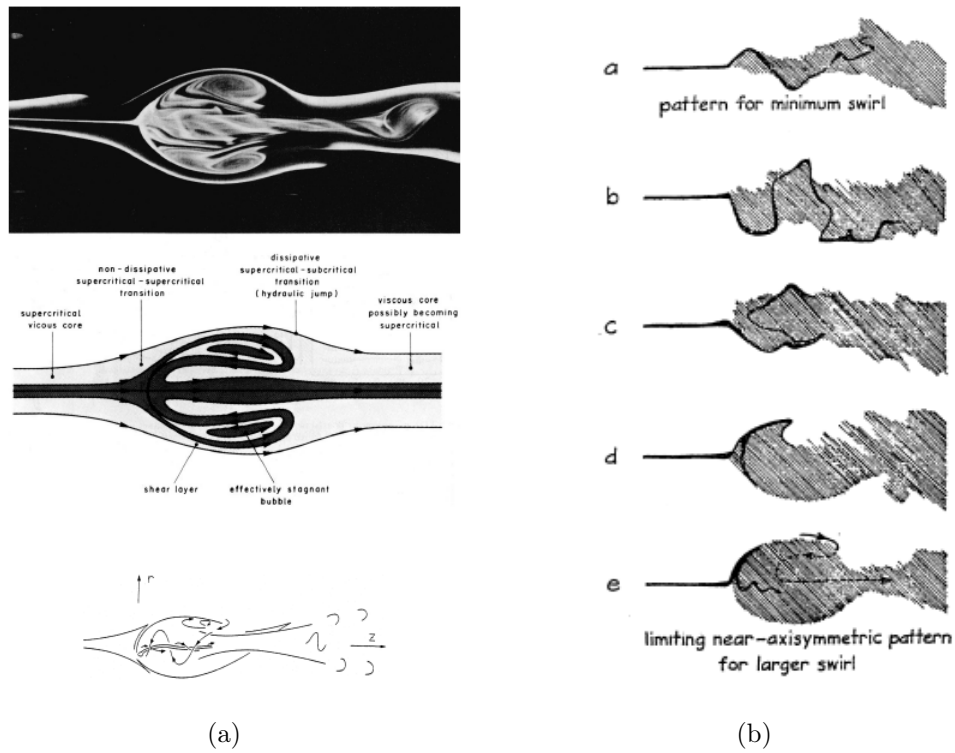


Figura 1.14: Rotura de vórtice en burbuja ([20], [21] y [22]).

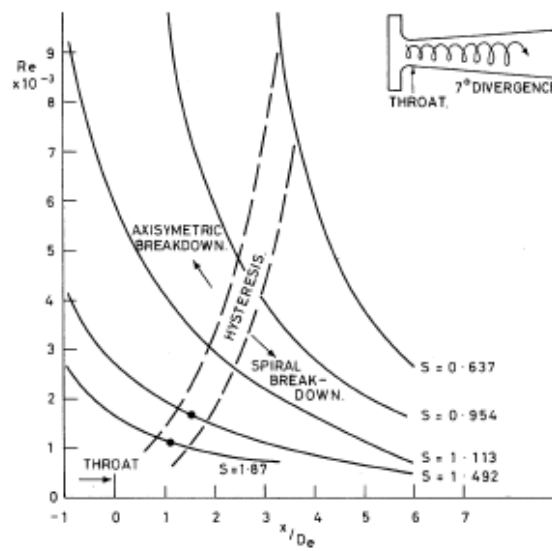


Figura 1.15: Diagrama de modos de rotura de vórtice [25].

generador de swirl con entradas tangenciales y una tobera divergente (7° de semi apertura) después de una garganta.

El escenario es distinto para cada geometría, en particular en swirler de álabes implantados en un buje. En efecto, las paredes del buje generan vorticidad en el plano radial-azimutal, que se suma al vórtice principal generado por los álabes. En este caso, la forma del buje es decisiva en la rotura de vórtice, ya que puede llegar a concentrar la vorticidad en un punto (figura 1.16 a), creando un sistema muy inestable favoreciendo la transición. Al contrario, se puede repartir la vorticidad en una superficie mayor y retrasar la transición (aún que en las figuras 1.16 b y c, existiría una recirculación toroidal debido a la presencia de un obstáculo importante en la sección de paso)...

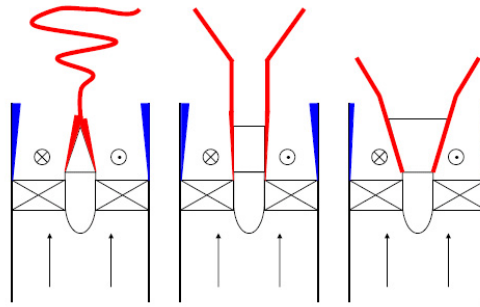


Figura 1.16: Efecto de la concentración de la vorticidad en la rotura de vórtice
(En colores, generación de vorticidad axial en las paredes)

En definitiva, la rotura de vórtice y el tipo de rotura están profundamente ligados a la geometría del quemador. No obstante, el efecto del giro en la topología del flujo presentados en este apartado tienen un carácter general y orientativo importante.

- Existe un numero de swirl crítico $S \sim 0,6$, independientemente del numero de REYNOLDS, por debajo del cual el chorro con swirl se comporta casi como un chorro clásico. Suficientemente lejos de la tobera obedece igualmente a leyes de semejanza.
- Para $S > 0,6$, los gradientes de presión axiales y radiales son suficientemente importantes para inducir una expansión radial del chorro y una zona de recirculación toroidal.

Inestabilidad del vórtice

Para estabilizar la llama de premezcla en cámaras de combustión, la rotura en burbuja es muy conveniente ya que presenta una zona de recirculación importante. La existencia de un punto de remanso en el flujo asegura la posibilidad de estabilizar la llama en una zona de baja velocidad.

La figura 1.17 presenta visualizaciones de rotura de vórtice en burbuja en flujos isoter- mos y reactivos. A pesar de la existencia de la *CTRZ*, el flujo sigue inestable y en muchos casos da lugar a un fenómeno de precesión. El vórtice resultante del giro empieza a gi- rar alrededor de su propio eje de rotación: es el núcleo de vórtice de precesión (*PVC*: 'Precessing Vortex Core').

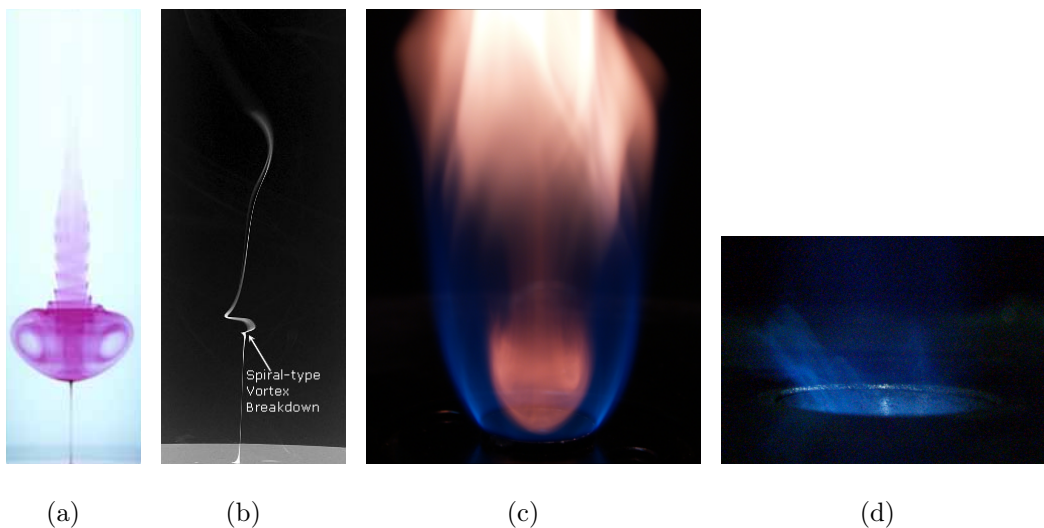


Figura 1.17: Ejemplos de rotura de vórtice.

(a) Visualización de rotura axilsimétrica (modo 0); (b) Visualización de rotura en espiral (modo 1); (c) Rotura axilsimétrica (modo 0) en un flujo reactivo; (d) Rotura en espiral (modo 1) en un flujo reactivo (la rotura ocurre dentro de la tobera).

El *PVC* aparece tanto en flujos isoterms como reactivos, pero el acople acústico- térmico aumenta mucho la intensidad de esta inestabilidad [23]. Las técnicas instrumen- tales de PIV (“Particle Image Velocimetry”) anclado en fase y LDA (“Laser Doppler Anemometry”), se han empleado ([23]) para describir el campo fluido que se genera cuan-

do un flujo con giro ($S > 0,6$) descarga en el ambiente. Estos trabajos revelan la existencia de un vórtice de precesión ex-centrado asociado con una zona de recirculación central, extendiéndose hasta un diámetro aguas abajo de la boquilla del quemador. La presencia de estructuras coherentes en el plano axial-radial dentro y alrededor de la *CTRZ* ponen en evidencia una topología tridimensional compleja. Típicamente, se forma un vórtice de precesión, aunque puede estar acompañado de muchos armónicos de amplitud mas débil. El número de STROUHAL¹ asociado a la precesión suele ser del orden de uno. Igual que en la sección anterior, la aparición de estos fenómenos depende mucho del número de swirl S y de la geometría del quemador.

En combustión, el comportamiento del flujo es más complejo, y depende mucho del sistema de inyección de combustible, del dosado y del confinamiento de la llama, es decir la expansión geométrica de la cámara de combustión. Entradas de combustible axiales suelen suprimir el *PVC*, excepto a dosados muy pobres. En cambio, la combustión de premezcla o de premezcla parcial pueden producir grandes *PVC*, similares a los hallados en casos isotérmicos. El número de STROUHAL en este caso suele ser mayor que en flujos no reactivos [23].

Estas inestabilidades son muy importantes a la hora del diseño de la cámara de combustión. La precesión del vórtice y la depresión en su seno generan fuertes fluctuaciones de presión que ocasionan vibraciones mecánicas. Los materiales constitutivos de la cámara, además de altas temperaturas, deben soportar esfuerzos de fatiga. El tiempo de vida de la cámara se ve así reducido, e incluso pueden aparecer fallos con muy pocas horas de funcionamiento. Además, las fluctuaciones de presión inducen un tiempo después fluctuaciones en el caudal de inyección de combustible. Si estos dos fenómenos llegan a acoplarse, las fluctuaciones de presión se amplifican rápidamente y pueden llegar a niveles desastrosos para la cámara de combustión.

Por otro lado, el mecanismo de oscilación del *PVC* genera una alta turbulencia y la recirculación aumenta el tiempo de residencia de los reactantes en la cámara. A nivel de calidad de combustión esto es bueno porque se generan menos inquemados y los niveles de

¹STROUHAL= $\frac{fD}{V}$, donde: f: frecuencia de precesión, D: diámetro del inyector, y V: velocidad a la salida del inyector

monóxido de carbono a la salida son muy bajos. En cambio, un tiempo de residencia largo favorece la probabilidades de reacción entre el nitrógeno y el oxígeno, y la consiguiente formación de óxidos de nitrógeno.

Finalmente, en sistemas de premezcla parcial (premezcla e inyección directa) o de premezcla asistida por aire, la presencia de estructuras coherentes puede generar “bolsas” aisladas y heterogéneas donde el dosado puede ser más o menos rico. Entonces, aunque el dosado global sea pobre, existen zonas de reacción ricas donde se eleva la temperatura hasta niveles de generación de óxidos de nitrógeno térmicos.

1.2.3. “High Swirl Burner”

La mayoría de los quemadores de última generación con tecnología LPP emplean generadores de swirl produciendo un alto grado de giro, típicamente $S \sim 1$. Siguiendo la filosofía de estos quemadores, se ha diseñado un quemador con álabes para estudiar las estructuras tridimensionales que emergen de la boquilla.

Descripción del quemador

El aire se inyecta a través de la parte superior de una cámara de remanso cilíndrica. Esta cámara tiene la finalidad de amortiguar posibles fluctuaciones de la alimentación de aire y minimizar los problemas de asimetría. Por eso también existen tres entradas de aire equidistantes en la parte superior del plenum (figura 1.18). El aporte de combustible y se realiza a través del buje (en rojo figura 1.18) donde están implantados los álabes. Dentro del buje existen 12 sectores radiales para realizar la inyección de combustible. Estos inyectores están esquematizados en verde en la figura 1.11.

La acomodación del flujo en este chorro giratorio consta de tres partes: *i*) una primera tobera convergente (amarillo) para asegurar una entrada axial a los álabes (V_1); *ii*) una etapa de álabes (gris) detallados en la figura 1.11 que imponen una deflexión β_2 a la corriente; y *iii*) una tobera convergente (azul) para uniformizar los perfiles a la salida del swirler. Esta última tobera acaba con una ligera divergencia para asegurar una transición más suave a la brusca expansión que sufre el chorro en el ambiente. Por otro lado, la

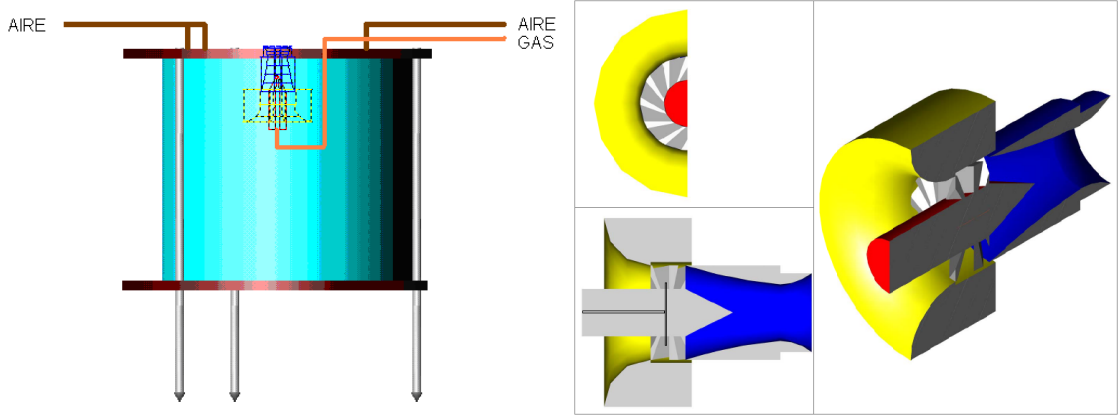


Figura 1.18: Planos del swirler de álabes.

mayor velocidad en la garganta suele impedir el retroceso de la llama (“flash-back”)

Un criterio importante de diseño es generar un número de swirl S superior a 0.6 para asegurar la formación de una zona de recirculación central y de un PVC .

Cálculo del numero de swirl

La entrada a los álabes es axial y se asume un guiado perfecto de los álabes ya que la relación de sección de paso a cuerda de álabe ($\sigma = s/c$) es pequeña (*c.f.* apartado 1.2.2). Además se asume una distribución uniforme de velocidad axial, lo que da lugar a la salida de la etapa de álabes a un perfil de velocidad tangencial también uniforme. A partir de estas consideraciones, se utiliza la ecuación 1.22 obtenida en el apartado 1.2.2 para calcular el swirl geométrico a la salida del escalón de álabes:

$$S_2 = \frac{\int_{R_i}^{R_o} U_{2z} U_{2\theta} r^2 dr}{\sqrt{R_o^2 - R_i^2} \int_{R_i}^{R_o} U_{2z}^2 r dr} = \frac{2}{3} tg\beta_2 \frac{R_o^3 - R_i^3}{(R_o^2 - R_i^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (1.27)$$

Cuando el radio del buje R_i es pequeño frente al radio exterior R_o , la expresión anterior queda sencillamente $S_2 \sim \frac{2}{3} tg\beta_2$.

A la salida de tobera, consideraremos unos perfiles de velocidad uniformes por razones de sencillez en el calculo (despreciando la estela del buje). Las ecuaciones de conservación 1.25, conducen a un swirl a la salida:

$$S = \frac{2}{3} \frac{R_s(R_o^3 - R_i^3)}{(R_o^2 - R_i^2)^2} tg\beta_2 \quad (1.28)$$

donde R_S es el radio de salida de la tobera.

Dada la geometría y el ángulo de salida de los álabes, se genera un swirl aproximativo de $S = 1,2$, asegurando la existencia de una fuerte recirculación.

Resultados preliminares y llamas obtenidas

La figura 1.19 presenta ejemplos de las llama obtenidas con el quemador de tipo “High Swirl” descrito en esta sección. La llamas son pobres y muy estables, pero no ofrecen acceso óptico a la zona de interés.

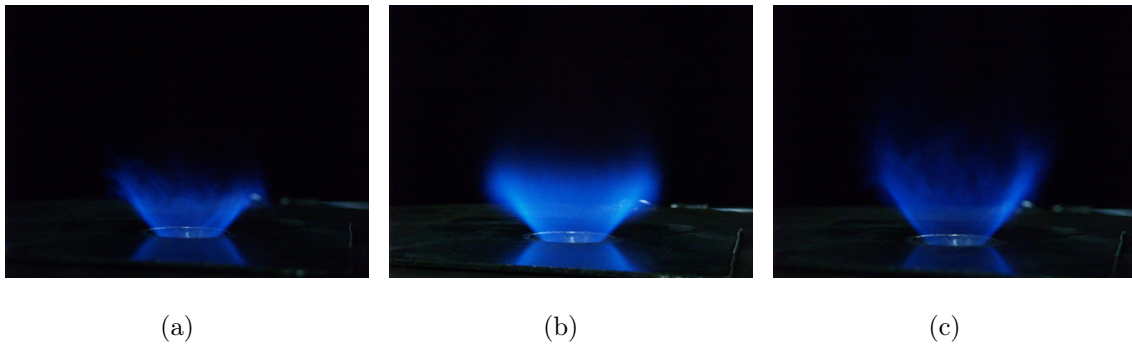


Figura 1.19: Llamas obtenidas con el quemador de tipo “High Swirl” descrito en esta sección.

Conclusiones

Con este quemador, se quería estudiar de la formación del vórtice de precesión. Dependiendo de la terminación del buje del anillo de álabes, la vorticidad generada en las paredes tiende a concentrarse o no, ofreciendo varias topologías, brevemente esquematizadas en la figura 1.16. Si la vorticidad se concentra, es más susceptible a perturbaciones del flujo o de la combustión.

No obstante, a la hora de utilizar el quemador, la estela generada por el “cono” del buje ha revelado ser demasiado importante. La llama se ancla justo en la punta del buje, estabilizándose dentro de la tobera del quemador.

A efectos de este trabajo, esta configuración no es muy conveniente por varias razones.

- Al estabilizar dentro de la tobera, la llama es de difícil acceso a la medida, sea esta óptica o acústica.
- La configuración con álabes es muy poco flexible a la hora de cambiar el número de swirl y compromete la optimización del quemador.

1.2.4. “Low Swirl Burner”

Desde la segunda mitad de la década de los años 90 hasta ahora se ha estado desarrollando por R. K. CHENG, en el centro de diagnóstico de combustión del “Lawrence Berkeley National Laboratory”, una tecnología alternativa de estabilización de llama por giro. [29] y [30] describen un nuevo tipo de estabilización con un número de swirl inferior al crítico ($S < 0.6$). La llama se estabiliza en una recirculación débil, o simplemente por una disminución importante de la velocidad axial en el eje, suficiente para igualar la velocidad de propagación de llama s_T . Este número de swirl más bajo permite evitar las fuertes oscilaciones de presión que suelen aparecer en sistemas de rotura de vórtice clásica. Adicionalmente, estos quemadores de nueva generación, bautizados quemadores “Low Swirl” por oposición a los tradicionales, ofrecen una alternativa interesante en cuanto a emisiones de NO_x , al reducir el tiempo de residencia de los gases a alta temperatura.

Por ello y las razones enumeradas anteriormente, se ha preferido entonces un diseño con entradas axiales y tangenciales para generar el giro. Este diseño es mucho más flexible en términos de número de Swirl y permite incluir en el eje un chorro axial para “levantar” la llama por encima de la tobera. Este tipo de quemadores permite estabilizar la llama en una zona de recirculación débil y levantada, según [29] y [30], lo que ofrece las siguientes ventajas respecto al diseño anterior:

- La posición levantada de la llama asegura un buen acceso óptico a la zona de recirculación para estudiar las estructuras coherentes del flujo.
- Al desprender la llama de la partes sólidas del quemador, no existe ningún punto caliente necesitando refrigeración.
- Al estabilizar la llama en una recirculación débil comparado a sistemas tradicionales de “high swirl”, reduce considerablemente el tiempo de residencia de los gases en la zona

primaria. Este diseño permite reducir emisiones de NO_x y parece prometedor para obtener emisiones por debajo de 10 ppmV ([29] y [30]).

Por estas razones, se ha diseñado un quemador flexible permitiendo generar llamas estabilizadas en un amplio rango de swirl ($0.4 < S < 2$). Este quemador hace el objeto del estudio y caracterización del capítulo 6.

Es un quemador de pequeña escala (50 kW) de premezcla pobre y funciona en atmósfera abierta. Se ha diseñado con dos objetivos principales: *i*) para operar con un rango amplio de números de swirl y de toberas de salida; y *ii*) permitir el acceso óptico para las medidas de estereo PIV.

Descripción del quemador

La figura 6.6a describe la geometría de este quemador LPP. Dos entradas tangenciales generan momento angular que está llevado a través de la cámara de remanso cilíndrica. El swirl generado está conducido en el pasaje anular coaxial y atraviesa la tobera. Un tubo axial pasa a través de la parte inferior del quemador y el flujo en su interior no lleva componente tangencial. Ambos flujos coinciden en la tobera y descargan en la atmósfera abierta (figura 6.6b). El swirl en el anillo exterior se controla por la distancia al eje de las entradas tangenciales; mientras el número de swirl global se regula con la relación de flujo en el anillo y en el tubo axial.

En la figura 6.6b se ha retraído el tubo central de 40 mm ($2d$) para evitar el “flash-back” al anclar la llama en la estela del tubo. Por las mismas razones, se ha afilado el borde de salida del tubo.

Este tipo de configuración se utilizó en el pasado ([29] y [30]) para “levantar” el punto de remanso aguas abajo de la salida de la boquilla del quemador. De esta manera, las cámaras de PIV pueden enfocar la zona de recirculación entera. En este trabajo, se emplea una tobera divergente con un ángulo de salida de 45° para facilitar la expansión de flujo. Se ha tenido un cuidado muy especial a la hora de centrar los dos tubos concéntricos para tener condiciones de contorno lo más simétrica posibles. El centrado es una operación compleja y no llega a ser perfecta por mucha precaución que se tenga ([3]). Además la

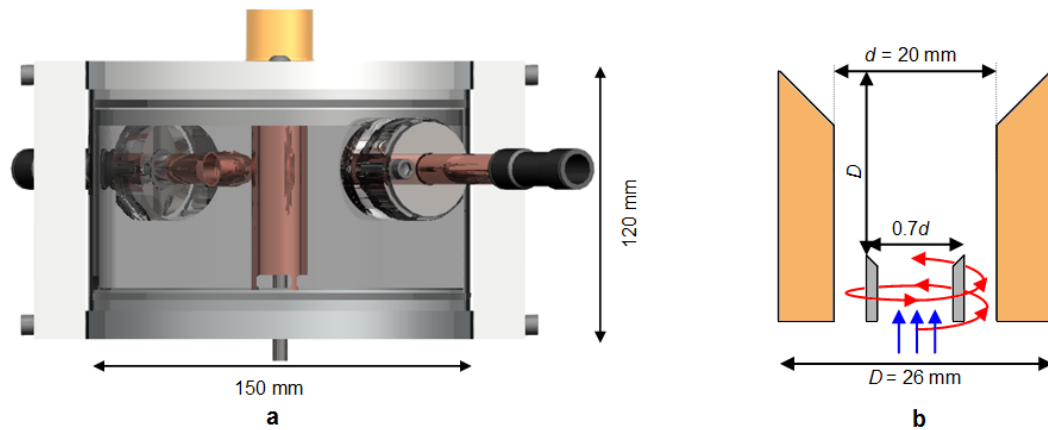


Figura 1.20: Planos del swirler tangencial.

geometría del local ha resultado ser importante y la influencia de las paredes, el techo y la corrientes de aire interior pueden hacer desviar ligeramente el chorro.

La mezcla aire-propano se realiza aguas arriba del quemador para asegurar condiciones de premezcla en la tobera del quemador y el mismo dosado en ambos canales. El aire está suministrado a 6 bar por un compresor de tornillo, hasta 25 g/s. El propano proviene de botellas a presión, hasta 1.5 g/s. El ritmo de expansión del propano es suficientemente bajo como para que no baje la temperatura y la presión en la botella de manera significativa, suministrándose el propano a caudal constante.

1.3. Conclusiones

Las presiones gubernamentales y las legislaciones europeas se vuelven cada vez mas drásticas; y la reducción de emisiones de NO_x se ha convertido en los últimos 15 años en un reto en ingeniería. En los últimos años se han desarrollado tecnologías actualmente accesibles para reducir las emisiones. En cámaras de combustión de turbinas de gas, la filosofía de operar en premezcla pobre cerca del límite de inflamabilidad ha conducido a la tecnología de quemadores LPP.

A pesar de estar bien implantados en turbinas de gas de última generación, el estado del arte ha revelado una tecnología emergente, la de los “Low Swirl Burners”, que ofrecen una alternativa a los inyectores tradicionales “High Swirl Burner”, especialmente en cuanto a su capacidad a reducir emisiones de NO_x y a estabilidad de llama.

Es una tecnología relativamente nueva y necesita de una descripción fenomenológica de los procesos involucrados en la cámara de combustión, en particular del campo aerodinámico. Esto ha motivado la vía de investigación que se desarrolla en esta tesis doctoral.

Bibliografía

- [1] MORAN M. J., SHAPIRO H. N., 2004, *Fundamentos de termodinámica técnica*, 2^a edición / correspondiente a la 4^a edición original, pp 444-445, Editorial REVERTE S.A., ISBN 84-291-4313-0.
- [2] ZELDOVICH Y. B., SADOVNIKOV P. Y., y FRANK-KAMENETSKII D. A., 1947, *Oxidation of nitrogen in combustion*, Academy of Sciences, USSR, Moscow-Leningrad.
- [3] ROFFE G.; 1979, *Emissions measurements for a lean premixed propane/air system at pressures up to 30 atmospheres*, NASA Lewis Res. Center Premixed Prevaporized Combustor Technol. Forum p 109-125 (SEE N79-24994 16-07); United States.
- [4] HERMANN F., KLINGMANN J., ZEUCH T.; 2004, *The effect of diluents on the formation rate of Nitrogen Oxide in a premixed laminar flame*, Transaction of the ASME GT 2004-53841
- [5] COMPELL I., JIANG L. Y.; 2004, *A Critical Evaluation of NOx Modeling in a Model Combustor*, Transaction of the ASME GT 2004-53641
- [6] PASCHEREIT O. ; SCHUERMANS B.; BUECHE D. (ALSTOM Switzerland Ltd.); 2004, *Combustion Process Optimization Using Evolutionary Algorithm*, Transaction of the ASME GT 2003-38393

- [7] MILLER R. H.; DAVIS G. C.; LAVOIE G. A.; NEWMAN C. E. GARDNER T. (Ford Motor Co); 1998, *A Super-Extended ZelDovich Mechanism of NOx Modeling and Engine Calibration*, SAE 980781
- [8] STEINBACH C., 1998, *ABB's Advanced EV Burner - A Dual Fuel Dry Low NOx Burner for Stationary Gas Turbines*, ASME Turbo Expo GT 1998-519
- [9] SOLT J. C., 1998, *The Ultimate NOx Solution for Gas Turbines*, ASME Turbo Expo GT 1998-287
- [10] FUKUO MAEDA, 1995, *Prediction Model of NOx for Gas Turbine Combustor with Diffusion and Lean Premix Flames* , ASME Turbo Expo GT 1995-169
- [11] Real decreto 430/2004 de 12 de marzo, por el que se establecen nuevas normas sobre limitaciones a la atmósfera de determinados agentes contaminantes procedentes de grandes instalaciones de combustión, y se fijan ciertas condiciones para el control de las emisiones a la atmósfera de la refineries de petróleo. (BOE número 69, 20 de marzo 2004)
- [12] LEFEVRE A. H., 1983, *Gas turbine combustion*, First edition Hemisphere (1983), Second edition Taylor and Francis (1999), p. 30
- [13] SAMUELSON S., MCDONELL V., 1998, *Advance Fuel Injection Strategies for High Performance Gas Turbine Engines*, RTO Symposium on Gas Turbine Engine Combustion, Emissions, and Alternative Fuels, Lisbon, Portugal.
- [14] RAZDAN M.K., ????, *Fuel/Air preparation in the design of low emissions gas turbine combustion systems*, ??? capeta marron.
- [15] SCHETTER B., 1993, *Gas turbine combustion and emission control*, VKI Lecture Series 1993 08 on Combined Cycles for Power Plants, 5
- [16] NORUM T. D., 2004, *Reduction in Multi-component Jet Noise by Water Injection*, AIAA, VA 23681.

- [17] KROTHAPALLI A., VENKATAKRISHNAN L., LOURENCO L., GRESKA B., and ELAVARASAN R., 2003, *Turbulence and noise suppression of a high-speed jet by water injection*, Journal of Fluid Mechanics, vol 491, pp 131-159.
- [18] GUPTA A. K., LILLEY D. G. and SYRED N., 1984, *Swirl flows*, pp 4-5, ABA-CUS press, ISBN 0-85626-175-0.
- [19] LUCCA-NEGRO O. and O'DOHERTY T., *Vortex breakdown: a review*, 2001, Progress in Energy and Combustion Science, 7, pp 431-481.
- [20] ESCUDIER M., *Vortex breakdown: observations and explanations*. Prog Aerospace Sci 1988; 25(2), 189-229.
- [21] UCHIDA S., NAKAMURA Y, OHSAWA M., *Experiments on the axisymmetric vortex breakdown in a swirling air flow*. Trans Jpn Soc Aero Space Sci 1985; 7(78), 206-16.
- [22] HALL M. G., *Vortex breakdown*. Annual Rev. Fluid Mechanics, 1972, 4, 195-218.
- [23] SYRED N., *A review of oscillation mechanisms and the role of the precessing vortex core (PVC) in swirl combustion systems*, 2006, Progress in Energy and Combustion Science, 32, pp 93-161. Unsteady Flow
- [24] MIDGLEY K., SPENCER A. and MCGUIRK J. J., 2005, *Structures in Radial Swirler Fed Fuel Injectors*, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Transactions of the ASME, 127, pp 755-764.
- [25] SARPKEYA T., 1971, *On stationary and travelling vortex breakdowns*, Journal of Fluid Mechanics, vol. 45(3), pp 545-590.
- [26] SYRED N., O'DOHERTY T., FROUD D., 1994, *The interaction of the precessing vortex core and reverse flow zone in the exhaust of a swirl burner*, Proc Inst Mech Eng Part A J Power Energy, vol. 208, pp 27-36.

- [27] ROUX S., LARTIGUE G., POINSOT T., MEIER U., BÉRAT C., 2002, *Studies of mean and unsteady flow in a swirled combustor using experiments, acoustic analysis and large eddy simulations*, Combust. Flame, vol. 141, pp 40-94.
- [28] NATHAN G. J., HILL S. J., LUXTON R. E., 1995, *An axisymmetric "fluidic" nozzle to generate jet precession*. Journal Fluid Mech, vol. 370, pp 347-427.
- [29] CHENG R. K., 1998, *Velocity and scalar characteristics of premixed turbulent flames stabilized by weak swirl*. Combust. Flame, 101, 1-14.
- [30] CHENG R. K., YEGIAN D. T., MIYASATO M. M., SAMUELSEN G. S., PELIZZARI R., LOFTUS P., and BENSON C., 2000, *Scaling and development of low-swirl burners for low-emission furnaces and boilers*. Proc. Combust. Inst., 28, 1305-1313.
- [31] KHRITOV K. M., MASLOV V. P., MIRONOV A. K., and SECUNDOV A. N., 2005, *An Experimental Study of Flow Asymmetry in Co-axial Jets*. , 11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (26th AIAA Aeroacoustics Conference), Monterey, California
- [32] STURGESS G. J., HSU K-Y., *Combustion characteristics of a trapped vortex combustor*.
- [33] PANDALAI R. P., HSIAO G. C., MONGIA H. C., 1998, *Empirical and Anchored Methodologies for Controlling Combustion Dynamics*.
- [34] BREHM N., SCHILLING T., MACK A., KAPPLER G., *NO_x Reduction in a Fuel Sprayed Combustor by Optimization of the mixing process and residence time*.

OBJETIVOS Y METODOLOGÍA

2.1. OBJETIVOS PRINCIPALES

El capítulo de introducción ha establecido que la tecnología de “Low Swirl Burner” ofrece una alternativa atractiva a los sistemas de estabilización de llama “High Swirl Burner” tradicionales. Destacando los aspectos más importantes, ofrecen las siguientes ventajas:

- La posición levantada de la llama evita la necesidad de un sistema de refrigeración para la boquilla del quemador.
- La recirculación débil reduce el tiempo de residencia de los gases a alta temperatura y permite reducir emisiones de NO_x hasta niveles muy bajos.
- Pese a su reciente desarrollo ya tiene aplicación relevante en algunos sistemas industriales, ya sea en configuración atmosférica (secadores) o confinadas (calderas). Actualmente también se estudia su aplicabilidad a turbinas de gas.

Estos aspectos sugieren que el estudio de las características del campo fluido de dichos dispositivos es relevante. Al realizarlo se profundiza en el conocimiento de una nueva vía tecnológica tanto en la disminución de emisiones como en la estabilización de llama. Ante esta situación se ha fijado la tecnología de “Low Swirl Burner” como eje central sobre el que desarrollar la presente Tesis doctoral. Para realizar el estudio y la caracterización detallada de un quemador estabilizado por giro, es conveniente definir unos objetivos

claros de trabajo subyacentes a la metodología que se desee aplicar. En este sentido, las principales metas de esta Tesis doctoral se listan a continuación:

1. Comprobar la viabilidad de diseño y, en caso positivo, desarrollar un quemador que pueda explorar las topologías de “Low Swirl” y “High Swirl” sin tener que realizar cambios significativos en su geometría. El punto de partida metodológico estará orientado hacia un diseño con capacidad de funcionar en un rango amplio de número de swirl y con alta flexibilidad en cuanto a la variabilidad de los flujos axiales involucrados.

2. Obtener el mapa de estabilidad y operación del quemador. Antes de profundizar en el estudio de una topología determinada del flujo, es fundamental caracterizar los distintos regímenes de funcionamiento y establecer sus límites en función de los parámetros adimensionales que gobiernan el problema.

3. Obtener una base de datos de calidad que recoja una caracterización detallada del campo fluido en regímenes significativos de funcionamiento, tanto reactivo como isotermo. La obtención de esta caracterización tiene dos vertientes de interés. Una consiste en profundizar en el conocimiento de las estructuras presentes en quemadores estabilizados con “Low Swirl” y “High Swirl”. La otra es la posibilidad de ofrecer a los equipos de investigación trabajando en métodos numéricos una base de datos para validación de los códigos que desarrollen. El desarrollo de estos códigos de simulación es de gran interés por la importante reducción de costes que pueden significar en mejoras o cambios de escala de quemadores.

4. Los objetivos anteriores fuerzan a buscar un diseño de quemador con ciertas características de partida. En este sentido, se ha de buscar un quemador que proporcione una llama lo más levantada posible para tener acceso a la misma con las técnicas experimentales de medida que se empleen. Adicionalmente, interesa que la geometría del quemador sea lo más simple posible para permitir un mallado sencillo de la misma e incrementar su valor como base de datos de validación de simulaciones numéricas.

2.2. METODOLOGÍA

Para lograr los objetivos principales expuestos en el apartado anterior se han de cubrir, en sucesivas etapas, objetivos adicionales que conforman la metodología general de realización de esta Tesis doctoral y articulan el documento. A continuación se exponen estas etapas:

1. Selección de las técnicas de medida a emplear y estudio de los fundamentos de aquellas técnicas que lo requieran. En el caso de esta Tesis, el estudio se ha centrado en las variantes de PIV (Particle Image Velocimetry) y en particular en el PIV-estereoscópico como se describe en el capítulo 3.

2. Desarrollar experiencia y adquirir conocimientos sobre las dificultades a superar tanto en las etapas de diseño del quemador como en la puesta en marcha de la instalación de medida. Para ello es metodológicamente conveniente recurrir a las fuentes de conocimiento en estos campos. Además de la literatura científica mencionada en la Tesis, en el ámbito de PIV y manejo de instalaciones de medida de flujos se dispone de expertos de primera línea en el grupo de investigación en el que se ha desarrollado la Tesis. En particular, un proyecto Europeo sobre medidas de chorros propulsivos ha proporcionado al doctorando una experiencia de alto valor en estos aspectos. En el ámbito de quemadores estabilizados por giro, el laboratorio Lawrence Berkeley National Laboratory de California presenta uno de los equipos de investigación líderes en este tema. El doctorando ha tenido la iniciativa de solicitar una estancia de 2 meses en dicho laboratorio que ha sido aceptada por el mismo y por la cual se está profundamente agradecido. El capítulo 4 de la Tesis describe las líneas principales de la experiencia adquirida en ambos campos.

3. Puesta en marcha de una instalación de medida de PIV en flujos reactivos y diseño del quemador. Simultáneamente con el punto anterior, la experiencia que se ha ido adquiriendo ha servido para poner a punto y perfeccionar la instalación experimental desarrollada en esta Tesis, y que se estudia en detalle en el capítulo 6. Cabe destacar que pese a la amplia experiencia en PIV del equipo investigador al que pertenece el doctorando, en el momento de realizar su Tesis no se disponía de una instalación actualizada para medida de PIV en combustión ni de quemadores con tecnología “Low Swirl”.

4. Desarrollo de técnicas de postproceso de datos. Con los resultados preliminares obtenidos durante el desarrollo de la instalación experimental y el diseño del quemador, se ha hecho patente la necesidad de desarrollar técnicas de identificación de estructuras coherentes. En muchos casos, las estadísticas del flujo no son suficientes para entender algunos de los procesos involucrados en él. Para ello, extraer estructuras coherentes de la turbulencia no coherente puede ser de gran utilidad. Adicionalmente a la identificación de estructuras coherentes, la comparación entre datos experimentales y simulaciones es mucho más robusta si se desarrolla una metodología de análisis y acotamiento de errores para poder presentar los datos junto con su intervalo de confianza. El trabajo desarrollado en ambas facetas de postproceso se describe en el capítulo 5.

5. Con la metodología descrita y cubriendo los objetivos adicionales descritos en este apartado se puede proceder a completar los objetivos principales de la Tesis. El capítulo 6 describe detalladamente el quemador diseñado y los resultados obtenidos en la caracterización, con técnicas avanzadas, de los distintos regímenes de funcionamiento del mismo.

Capítulo 3

LA TÉCNICA DE MEDIDA: FUNDAMENTOS

Índice General

3.1. Velocimetría láser	71
3.2. FUNDAMENTOS DEL PIV	75
3.2.1. Sistema de adquisición	75
3.2.2. Técnicas de interrogación de la imagen	77
3.2.3. PIV estereoscópico	80
3.3. LIMITACIONES DEL PIV DIGITAL Y AVANCES	82
3.3.1. Limitaciones generales	82
3.3.2. Error debido a las partículas	96
3.3.3. Error debido a las cámaras	102
3.3.4. Algoritmos avanzados: mejora de la correlación	106
3.4. CALIBRACIÓN DEL SISTEMA DE MEDIDA	112
3.4.1. Calibración de las cámaras	112
3.4.2. Caracterización del sembrado	116
3.4.3. Caracterización de la óptica	118

Para progresar científica y técnicamente en el desarrollo de gran numero de procesos y dispositivos se requiere una técnica que pueda medir la distribución de velocidad a través de un área extendida de un campo fluido. Esto puede ser alcanzado explorando el flujo con una punta de prueba de la velocidad (hilo caliente o tubo de PITOT); pero entonces la estructura instantánea se pierde y solamente se obtiene el campo medio del flujo y a lo sumo espectros puntuales. Las técnicas de visualización pueden revelar a menudo la estructura instantánea del flujo pero son solamente cualitativas o semi-cuantitativas en el mejor de los casos.

Como alternativa, en los últimos 20 año se han desarrollado métodos cuantitativos ópticos que son no intrusivos al no necesitar introducir una sonda física en el flujo. En este sentido ofrecen una gran ventaja frente a métodos clásicos. Dentro de estos métodos se pueden citar la Anemometría Laser Doppler (LDA), Velocimetría por Trayectografía de Partículas (PTV) y Velocimetría por Imagen de Partículas (PIV), entre otros. Algunos de los cuales son capaces de capturar la estructura instantánea del flujo. En este capítulo se hablará en detalle de dichos métodos.

Hasta el momento de su aparición los científicos disponían de sensores mecánicos, de presión (tubo PITOT) o eléctricos (anemómetro de hilo caliente), aunque con una serie de inconvenientes y limitaciones importantes.

- El tubo de PITOT tiene mala resolución espacial y poca resolución temporal, con lo cual solo puede utilizarse para la determinación del campo medio de velocidades, realizando una medida punto a punto.

- El anemómetro de hilo caliente tiene una excelente resolución temporal (hasta varios kHz) y el diámetro de la sonda puede llegar a micrómetros, otorgándole una buena resolución espacial. Por ello los anemómetros de hilo caliente se utilizan mucho para la obtención de espectros turbulentos. El principal problema es que solo resuelve la magnitud de la velocidad, y no su dirección. Combinaciones de varios hilos se han utilizado para extraer las diferentes componentes de la velocidad en un punto, pero las asunciones realizadas dejan un margen de error importante en la medida.

Ambas técnicas son intrusivas, es decir que es necesario introducir una sonda en el

flujo generando, como consecuencia, perturbación en el flujo. Por otro lado, las sondas no soportan altas temperaturas. Finalmente, ambas son técnicas de medición puntuales, y no permiten acceder a la estructura instantánea del flujo.

En cambio, los métodos ópticos son no intrusivos. En flujos con estructuras coherentes altamente sensibles a perturbaciones internas, esta característica puede ser fundamental. Para realizar una medida correcta otras características particulares de cada técnica se comentan en la siguiente sección. Los métodos más relevantes, se basan en tres principios: la medida del tiempo de vuelo, del espacio recorrido por un trazador y la determinación de la velocidad a partir del efecto Doppler.

3.1. Velocimetría láser

Las velocimetrías ópticas mas usadas se basan en la introducción en el flujo de partículas suficientemente pequeñas para seguir la corriente. Dichas partículas son iluminadas por una fuente de luz potente, usualmente luz láser. Con esta disposición, la adquisición de la luz dispersada por las partículas a lo largo de su trayectoria permite inferir, usando distintos métodos, la velocidad local del flujo. Para poder aplicar este tipo de técnicas el fluido ha de ser transparente a los haces láser y accesible desde el exterior. Las distintas variantes de estas técnicas permiten obtener un buen conocimiento del comportamiento del campo fluido y determinar la estructura y propiedades de la turbulencia en determinadas condiciones hidrodinámicas y aerodinámicas.

Sin ser exhaustivo, algunos de estos métodos son:

- Medida del tiempo de vuelo. Si se conoce el tamaño de la zona iluminada sobre el fluido y por ella atraviesa una partícula, midiendo el tiempo que tarda en cruzarla, se puede obtener la velocidad del fluido. Estos tipos de velocímetros se conocen como LTA/LTV (Laser Transit Anemometer/Velocimeter), y son muy usadas en turbomaquinaria. Su principal inconveniente es una pobre precisión y la dificultad de obtener una buena caracterización de la turbulencia.
- Medidas del desplazamiento Doppler. Si se tiene un trazador (partícula) en movimien-

to cruzando la zona de medida o iluminación, el fenómeno Doppler aparece como un desplazamiento en frecuencia en la energía dispersada por el trazador respecto a la frecuencia incidente, en el receptor. Midiendo esta desviación en frecuencia podemos obtener la velocidad del trazador, de hay el nombre de la técnica: LDA/LDV (Laser Doppler Anemometry/Velocimetry).

- Medida del espacio recorrido por un trazador. Se puede determinar la velocidad conociendo el tiempo que transcurre entre dos posiciones diferentes de una partícula en movimiento dentro de un plano de iluminación (generalmente creado por un haz divergente de luz laser). Las posiciones de la partículas iluminadas 2 o mas veces se registran en uno o varios fotogramas. Midiendo los desplazamientos de la partícula, se puede conocer su velocidad instantánea, no sólo en un punto del fluido sino en el plano de iluminación. De esta manera se obtiene una buena visualización de la topología del flujo. A estos sistemas se les denominan PTV (“Particle Tracking Velocimetry”) si los desplazamientos se evalúan a partir de parejas de partículas individuales; o PIV (Velocimetría de Imagen de Partículas) si el desplazamiento se estima a partir de correlación estadística de un conjunto de partículas. Si las imágenes de partículas se registran con dos ángulos distintos, el sistema es estereoscópico, y se puede determinar la componente de la velocidad perpendicular al plano de iluminación.

La densidad de sembrado, *i.e.* de la partículas, aparece ser un parámetro crucial de la velocimetría por imagen de partículas. Si esta densidad es muy baja, se pueden emparejar las partículas unas con otras de manera relativamente sencilla: es el Particle Tracking Velocimetry (PTV). Con una densidad de sembrado medias, las partículas son difícilmente distinguibles y se tiene que proceder con métodos de correlación estadísticas: es la PIV. En el extremo de alta densidad de sembrado, se usa también el Speckle Velocimetry, evaluando las velocidades con patrones de interferencia de las imágenes.

Existen otras técnicas de medida ópticas, como Doppler Global Velocimetry, Holografía Laser, Global Phase Doppler, entre otros, pero son de extrema dificultad a poner en funcionamiento ya que precisan de un alineamiento óptico muy fino y las técnicas de

interrogación son muy complejas. En la figura 3.1 se muestra el PIV estereoscópico, comparado con las otras técnicas ópticas citadas. Se indica para cada una de ellas el número de componentes de la velocidad que permiten medir (u, v, w) , en qué dimensiones espaciales pueden realizar medidas (x, y, z) , y si son capaces de obtener evoluciones temporales (t) . Además, se incluye la posibilidad de medir el diámetro de las partículas inmersas en el fluido (d) .

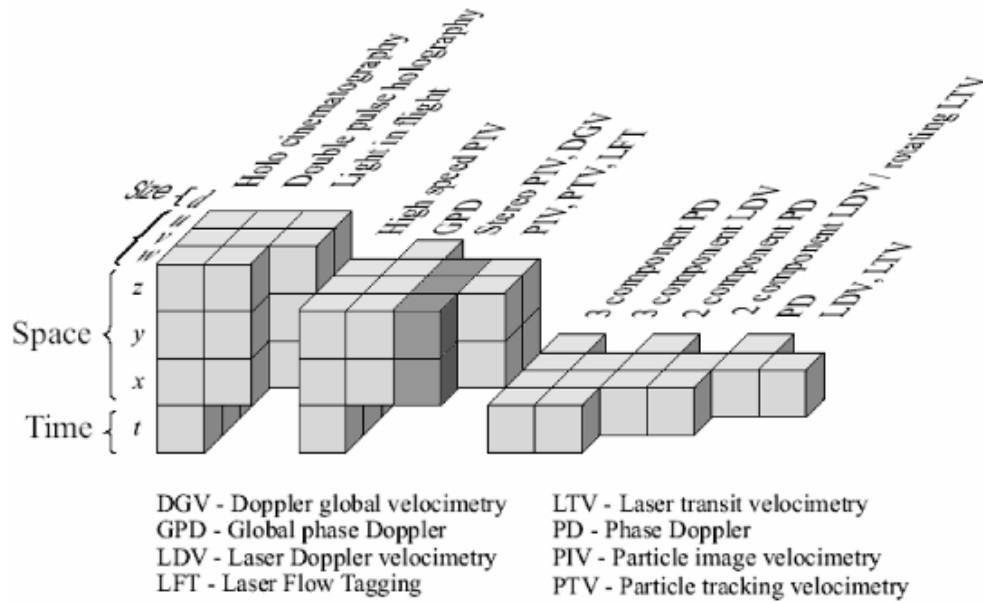


Figura 3.1: Diferentes técnicas de velocimetría ópticas [1].

Desplazándose hacia la izquierda en este diagrama, aumentan las prestaciones del sistema, pero también aumenta mucho la complejidad del sistema de medida y el coste de adquisición del material necesario. Como se puede observar, el PIV estereoscópico se ha resaltado con un color más oscuro, mas o menos en el centro del diagrama. Permite medir con buena precisión (véase apartados siguientes) las tres componentes de la velocidad en un plano.

Recientes estudios, entre los cuales pueden encontrarse contribuciones del equipo de investigación al que pertenezco, [30], [44], [31], han demostrado que el PIV estereoscópico es una herramienta con el nivel de precisión, la capacidad de medida y la robustez necesaria para tratar con flujos no isotermos y con grandes gradientes de velocidad. Por ello y por

todo lo dicho se ha elegido en este trabajo como sistema de medida para caracterizar el quemador tipo que nos ocupa.

En el resto del capítulo se presentan los fundamentos y aspectos avanzados de esta técnica de medida.

3.2. FUNDAMENTOS DEL PIV

Dado su adecuado nivel de precisión, su capacidad de medida y su robustez, se ha elegido el PIV estereoscópico (S-PIV) para realizar la campaña de medida del capítulo 6. En esta sección, se describe con mas detalle el sistema de adquisición, los métodos de interrogación de la imagen y las limitaciones de este sistema.

3.2.1. Sistema de adquisición

En PIV, el flujo se siembra con pequeñas partículas inertes en sustentación (trazadores de flujo), típicamente aerosoles de gotas de aceite o de agua en aire o partículas sólidas en líquidos o gases a alta temperatura. Estas partículas son iluminadas en un plano por lo menos dos veces en un breve instante de tiempo Δt . La luz dispersada por las partículas es grabada por cámaras fotográficas permitiendo así registrar las posiciones de cada partícula en cada pulso de iluminación.

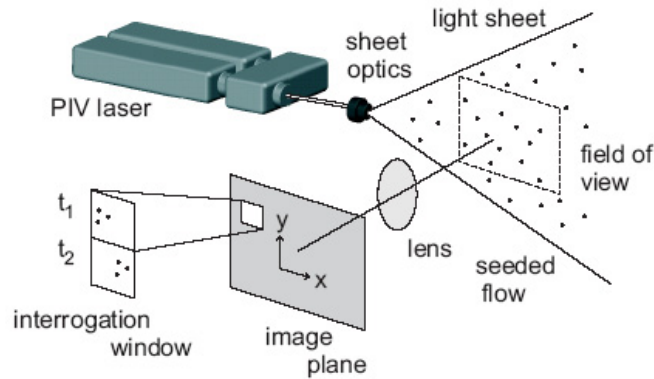


Figura 3.2: Montaje experimental para PIV-2D-2C

A partir del intervalo de tiempo seleccionado entre las iluminaciones y del campo de desplazamientos definido por la posición de las partículas en cada una de ellas, se puede inferir los vectores de la velocidad de los trazadores. Para la evaluación de las imágenes se asume que los trazadores siguen perfectamente el flujo con su velocidad local. El grado de exactitud de esta hipótesis ha de evaluarse para acotar su contribución al error de medida

(véase el apartado 3.4.2).

La fuente de luz tiene que ser suficientemente intensa para que se puedan detectar las partículas. Típicamente se utilizan haces de láser pulsados (Nd:YAG), con una óptica basada en lentes cilíndricas que permita la formación de un plano para conseguir una hoja fina de luz intensa. Entre otras características, los láseres pulsados ofrecen la ventaja de generar pulsos de luz muy intensos y repetitivos a frecuencias relativamente altas (típicamente 10 Hz). La iluminación no ha de ser necesariamente pulsada, sino que puede ser continua y utilizarse cámaras con una velocidad de obturación muy rápida para registrar la posición de la partículas en distintos instantes.

El trabajo de R.J. ADRIAN, [3], ofrece un panorama extenso de las técnicas de velocimetría por imagen de partículas, incluyendo el PIV digital. El proceso de iluminación de partículas y de adquisición de imágenes es bastante similar en todas las técnicas. El número de pulsos por fotograma, y el número de fotogramas consecutivos puede ser variable, dependiendo de las velocidades de adquisición del sistema empleado.

En función del tipo de adquisición, existen varias maneras de computar el campo de vectores. Para el caso mas común de dos pulsos de iluminación, el desplazamiento de las partículas entre ellos se puede registrar en una sola imagen expuesta dos veces (“single-frame”) o en fotogramas distintos (“multi-frame”). En el caso “single-frame” hay que recurrir a técnicas de auto-correlación para analizar el campo de desplazamientos. Esta técnicas presentan algunas desventajas y ambigüedad direccional en la medida. El caso “multi-frame” se analiza con técnicas de correlación cruzada que proporciona una información mas completa, pero requieren un equipo de adquisición mas costoso para proporcionar la velocidad de repetición adecuada.

La diferencia fundamental entre las varias técnicas reside en el método de interrogación de las imágenes. Existe una gran variedad de posibilidades, yendo de la interrogación analógica, a la correlación cruzada por transformada de FOURIER. Algunas de estos métodos se describen brevemente a continuación.

3.2.2. Técnicas de interrogación de la imagen

PIV “analógico”

En los inicios del PIV, las imágenes se grababan en negativos fotográficos. Debido a la lenta velocidad de avance del carrete y a una velocidad de obturación demasiado lenta, se adquirían las dos imágenes de partículas en el mismo negativo. Al interrogar la imagen sin recurrir a técnicas digitales, se necesitaba un proceso muy laborioso para determinar la magnitud de los desplazamientos. Se ilumina una región pequeña del negativo con un haz de luz coherente y monocromática. Al estar las imágenes de parejas de partículas muy cercanas, se genera localmente (con la óptica adecuada) un patrón de interferencia conocido como las franjas de YOUNG. La distancia entre franjas y su orientación permiten determinar la distancia entre partículas y la dirección del vector, respectivamente.

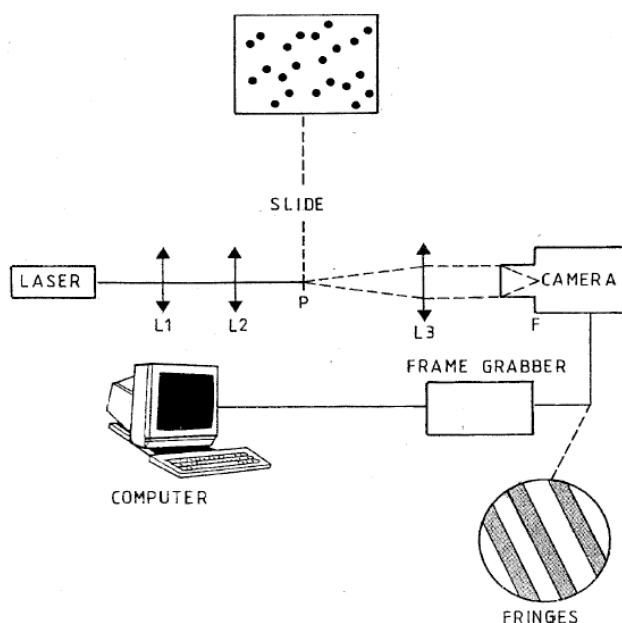


Figura 3.3: Esquema de estimación de los desplazamientos con el método de interrogación por fringes de Young.

A partir de ahí, para cada región interrogada, los patrones de interferencia se tratan digitalmente (o analógicamente para los sistemas mas antiguos). En cuanto al sentido del desplazamiento, solo se puede intuir del flujo estudiado. En cambio, para zonas de

recirculación y vórtices, el sentido queda muy delicado, o imposible, de determinar, lo que implica una limitación importante de la técnica: es la llamada ambigüedad direccional.

Para eliminar la ambigüedad direccional se llegaron a emplear dispositivos “ad hoc” que complicaban la ya delicada adquisición de imágenes.

PIV digital: auto-correlación y correlación cruzada

Con los avances de final de siglo en imagenería digital, el PIV ha evolucionado hacia la adquisición de imágenes con cámaras digitales (CCD o C-MOS). Hasta los 80 se seguía haciendo una imagen con dos exposiciones porque el breve instante de tiempo entre iluminaciones no permitía descargar los sensores CCD. Este procedimiento obligaba a recurrir a una auto correlación de la imagen para determinar el campo de desplazamientos. Correlacionar la imagen con si misma tiene las mismas desventajas que para el PIV “analítico” en cuanto a la ambigüedad direccional.

En la figura 3.4 se presenta un ejemplo de auto-correlación de la imagen. La imagen completa adquirida por el sensor fotográfico digital se divide en una matriz de ventanas de interrogación, donde se realiza la correlación.

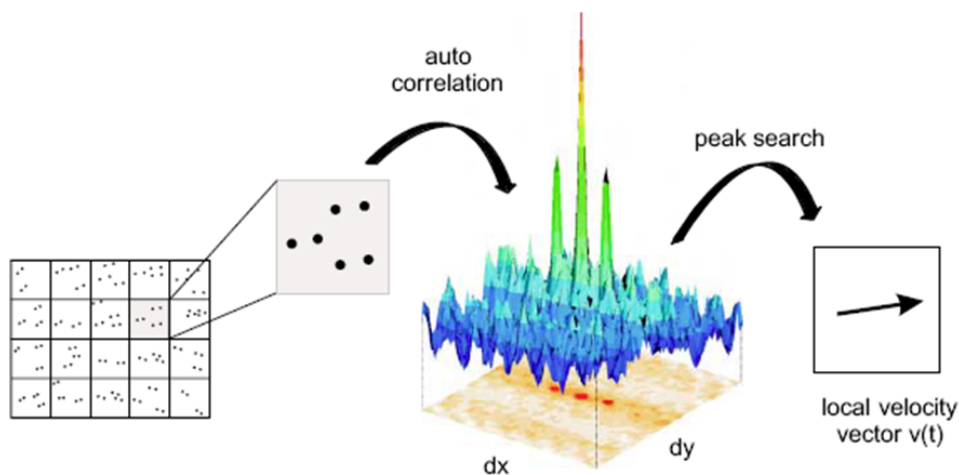


Figura 3.4: Ejemplo de auto-correlación en una imagen doblemente expuesta.

Hoy en día esta técnica ha entrado en desuso gracias a los avances en cámaras digitales. La creación de cámaras CCD de doble capa (una de almacenamiento y otra de

adquisición) permitió adquirir dos imágenes digitales en un intervalo de tiempo de hasta un microsegundo e hizo accesible la correlación cruzada (véase figura 3.5). Este avance tecnológico permite evitar la indeterminación del sentido del desplazamiento de las parejas de partículas.

Igual que para la auto-correlación, en el caso de la correlación cruzada, las imágenes de PIV se dividen en subzonas pequeñas (ventanas de interrogación); y usando técnicas estadísticas de correlación se calcula el vector de desplazamiento correspondiente a cada par de ventana de interrogación. Idealmente, el tamaño de esta ventana debería ser tal que todas las partículas dentro de ella se hayan movido de manera homogénea (misma dirección, distancia y sentido). No obstante, no se puede reducir mucho el tamaño de las ventanas porque se necesita una decena de partículas como mínimo para hacer una correlación correcta (véase apartados 3.3).

La correlación consiste en multiplicar la intensidad de una ventana de interrogación al instante t_1 por la intensidad de la misma ventana de interrogación en el instante t_2 ($t_2 - t_1 = \Delta t$) y sumar el resultado en cada pixel [34]. Esta operación se repite varias veces a la vez que la primera ventana de interrogación se desplaza en ambas coordenadas x e y de manera que para cada desplazamiento (dx, dy) hay una señal. Cuando las intensidades de las dos ventanas coinciden perfectamente, el resultado de la correlación es máximo; así pues el desplazamiento mas verosímil de las partículas es el que se ha debido mover la primera ventana de interrogación para obtener el máximo pico de señal en el mapa de correlación (figura 3.5).

Si las señales $I_1(x, y)$ e $I_2(x, y)$ de las dos imágenes fuesen continuas en ambas coordenadas, la correlación cruzada se asimilaría a un producto de convolución:

$$R(\Delta x, \Delta y) = I_1 \otimes I_2 = \int_x \int_y I_1(x - \Delta x, y - \Delta y) \cdot I_2(x, y) dy dx \quad (3.1)$$

En el espacio de FOURIER, este producto de convolución corresponde a un producto sencillo. Con señales discretas, existe la misma analogía entre correlación cruzada directa y espectral. En la mayoría de los casos no se procede a una correlación directa porque implicaría un número muy elevado de operaciones. De hecho si N es el tamaño de una

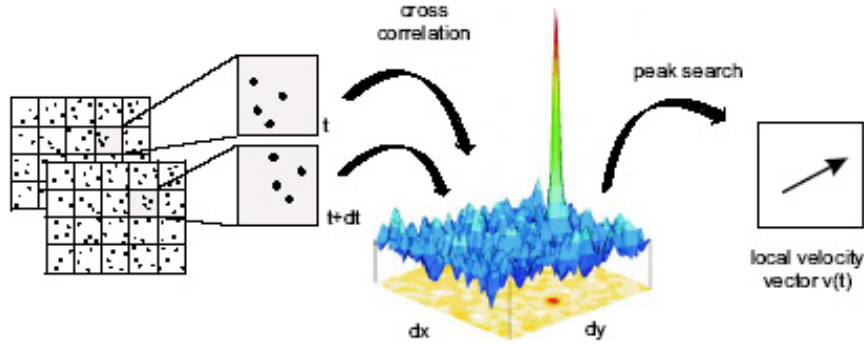


Figura 3.5: Correlación cruzada para una ventana de interrogación

ventana de interrogación cuadrada en pixels, el número de operaciones sería proporcional a N^4 . Así que se realizan las transformadas 2D de FOURIER discreta de las ventanas de interrogación, se multiplican y se hace la transformada inversa del resultado. Eso viene a hacer un producto de convolución (es decir la propia correlación), pero con mucho menos operaciones (proporcional a $N^2 \ln^2(N)$).

3.2.3. PIV estereoscópico

Una gran desventaja del método clásico PIV-2D es que solamente es capaz de registrar la proyección del vector velocidad en el plano imagen de la cámara (véase figura 3.28). Se suele denominar 2D-2C, es decir que es capaz de medir dos componentes de la velocidad a lo largo de un dominio bidimensional. En este caso velocidades fuera del plano no solo no pueden ser medidas, sino que, además, la tercera componente de la velocidad afecta la medida de las otras dos componentes con un error de proyección irrecuperable. Por eso en PIV 2D-2C clásico el plano se sitúa en el sentido de la dirección principal del flujo. Pero para flujos altamente tridimensionales esto puede causar errores significativos.

Una manera de recuperar el sistema completo de componentes de la velocidad es utilizar una segunda cámara con otro ángulo de vista. Así el sistema de imagen reproduce la visión binocular o estereoscópica (de ahí PIV estereoscópico). Usando los dos ángulos de vista se obtiene las proyecciones del vector velocidad en dos planos distintos. Es posible

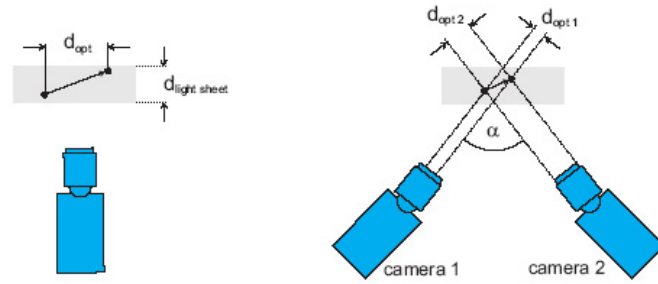


Figura 3.6: Error debido a la tercera componente de la velocidad

determinar las direcciones de proyección de ambas cámaras con una calibración (véase sección 3.4). Para hallar las componentes de la velocidad se dispone entonces de un sistema de cuatro ecuaciones con tres incógnitas que resolver; y prácticamente la cuarta ecuación sirve para reducir el error. Usando PIV estereoscópico las tres componentes de la velocidad se pueden medir en un dominio de dos dimensiones (sistema 2D-3C) y se minimiza el error de medida.

3.3. LIMITACIONES DEL PIV DIGITAL Y AVANCES

3.3.1. Limitaciones generales

Sincronización de la adquisición

En sistemas de adquisición digitales, los pulsos de luz del láser se controlan mediante pulsos TTL (“Lógica Transistor a Transistor”). Generalmente, el “Flash-Lamp” y el “Q-Switch” se pilotan con el frente ascendiente de la señal TTL (figura 3.7).

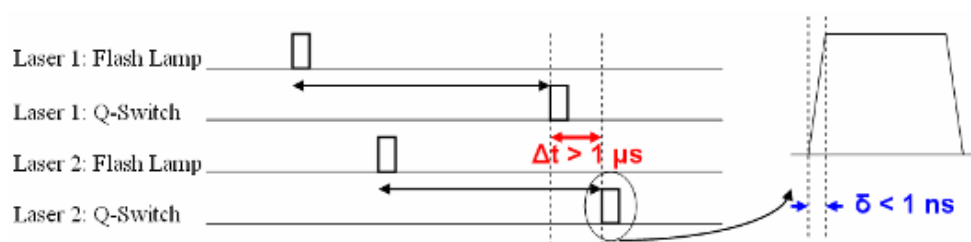


Figura 3.7: Línea de tiempos de las dos cabezas láseres

La tarjeta de tiempo programable del ordenador tiene un reloj de una frecuencia de varios GHz, lo que le permite generar pulsos con un frente ascendiente de un ancho de algo menos de un nanosegundo. Este error temporal es despreciable frente al Δt entre pulsos de varios microsegundos. La sincronización de estos pulsos con la apertura del obturador de las cámaras se realiza también mediante pulsos TTL del mismo ancho de frente ascendiente y tampoco participa de manera significativa al error de la medida.

Para poder adquirir dos fotogramas independientes de imágenes de partículas en tiempos muy cortos, la tecnología actual ha desarrollado sensores CCD (“Coupled Charge Device”) de doble capa. Pero el tiempo que se descargue la segunda capa de sensores al sistema de lectura digital, el obturador de la cámara se queda abierto durante aproximadamente 100 ms. Para desplazamientos superiores a un píxel, esto hace necesario un tiempo de iluminación muy corto, para que la partícula no aparezca en la segunda imagen como una “raya”. Afortunadamente, la tecnología en láseres pulsados permite generar pulsos de luz del orden de pocos nanosegundos (4 en el caso presente), asegurando la nitidez de la segunda imagen.

Por esta misma razón, la segunda imagen recibe mas luz parásita del entorno que la primera exposición, aumentando el nivel de ruido y comprometiendo la calidad de la correlación. Por eso se ha trabajado en el laboratorio a oscuras; y en el caso de medidas en llamas, los sensores se han cubierto con filtros interferenciales, de bando de ancha estrecha centrada en 532 nm, longitud de onda utilizada por el láser para iluminar las partículas.

Error de proyección en sistemas 2D-2C

Como se ha visto brevemente en la sección 3.2.3, puede existir un importante error de proyección de los desplazamientos en sistemas 2D-2C. La aplicación de estas mediciones se limita entonces a flujos esbeltos, casi bidimensionales. Por esta razón se ha preferido el sistema estereoscópico, que permite corregir el error de proyección y determinar con precisión la componente de la velocidad perpendicular al plano

Parejas de partículas

Perdida de parejas fuera del plano

Obviamente, la perdida de partículas entre una ventana de interrogación y otra hace disminuir la calidad de la señal. La primera causa de perdida de parejas es el movimiento perpendicular al plano de luz láser ($u_z \cdot \Delta t$). De hecho, el ancho del plano es finito (ΔZ_0) y entre una exposición y otra, se pueden salir unas partículas del volumen de medida que forma la hoja de luz. La tasa de partículas que se quedan dentro del plano (F_O) se representa en la figura siguiente en función del desplazamiento perpendicular.

Como se puede observar, la tasa de perdidas $1 - F_O$ crece con el intervalo entre exposiciones y limita el Δt entre imágenes. Para remediar a este problema en flujos altamente tridimensionales, se puede aumentar el ancho del plano a costa de perder resolución espacial al aumentar el volumen de medida. También se puede disminuir el intervalo de tiempo entre imágenes, siempre dentro de ciertos límites definidos por una elección adecuada del Δt .

La influencia de la tasa de perdida de partículas en la dirección perpendicular al plano sobre el error cometido en la medida se estudia mas en detalle en la sección 4.1.

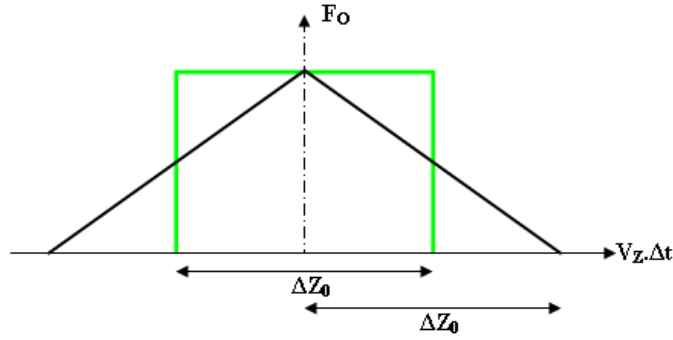


Figura 3.8: Tasa de pérdida de partículas por desplazamiento perpendicular, F_O .

En verde se representa el ancho del plano láser ΔZ_0 .

Perdida de parejas dentro del plano

Para la correlación sencilla (sea directa o vía FFT), existe también una pérdida de partículas dentro del plano. De hecho, a medida que el desplazamiento ($u_I \Delta t$) se hace del orden del tamaño de la ventana de interrogación D_I , el área F_I conteniendo parejas de partículas en ambas ventanas va disminuyendo. El esquema de la figura 3.9 ([17]) representa este concepto.



Figura 3.9: Perdida de partículas dentro del plano cuando aumenta Δt .

La zona común entre la ventanas de interrogación disminuye. (Reproducido de [17])

Además de una pérdida de señal, este fenómeno induce un desplazamiento ficticio del pico de correlación, como se ilustra en la figura siguiente (de [17]).

El pico de correlación se desplaza hacia 0 debido al tamaño finito de la ventana y a la dispersión σ de la densidad de probabilidad de desplazamientos reales R_{real} y medidos $R_{correlacin}$.

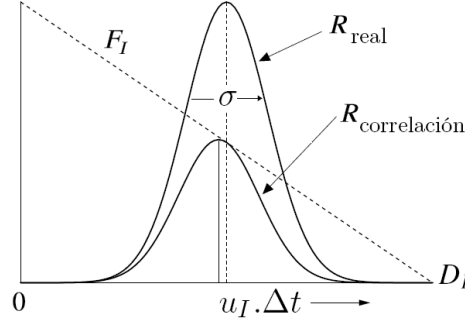


Figura 3.10: Desplazamiento del pico de correlación.

(Adaptado de [17])

Un valor típico del bias es de aproximadamente 0.1 pixel en ventanas de 32 pixels. Esta desviación pequeña es muy relevante a la hora de estimar las estadísticas del flujo o magnitudes derivadas, como la vorticidad por ejemplo. Estos problemas se deben minimizar sencillamente optimizando el número de parejas. La forma más inmediata de hacer esto es aumentar el tamaño de una de las ventanas de interrogación [35], mejorando así la respuesta F_I . Si D'_I y D_I son los tamaño de las ventanas, F_I tiene una respuesta unidad para desplazamientos $u_I \cdot \Delta t < |D'_I - D_I|$. Aún así, para desplazamientos grandes, no se corrige el bias hacia zero de la correlación. Para ello, se pondera la correlación aplicando funciones “peso”, W y W' , a las ventanas de interrogación, modificando así la expresión 3.1; quedando:

$$R(\Delta x, \Delta y) = \int_x \int_y I(x - \Delta x, y - \Delta y) \cdot W(x - \Delta x, y - \Delta y) \cdot I'(x, y) \cdot W'(x, y) dy dx \quad (3.2)$$

Los resultados de utilizar estas funciones se presentan en mas detalle en [34] o [3].

Los algoritmos “multi-grid” y de deformación de la imagen ([20]) evitan en gran medida estos problemas, como se expone en una sección posterior (3.3.4).

Número de parejas

La densidad de partículas tiene un papel muy importante. Debe de haber un número mínimo de partículas en la ventana para obtener una relación señal a ruido lo suficiente-

mente elevada como para detectar el pico de correlación. En la gráfica siguiente [34], se ha representado la probabilidad de detectar el pico de magnitud R_D superior al ruido de la correlación de magnitud C ; en función del número de parejas de partículas: $N_I F_I F_O$, N_I siendo el numero de partículas en la primera ventana de interrogación.

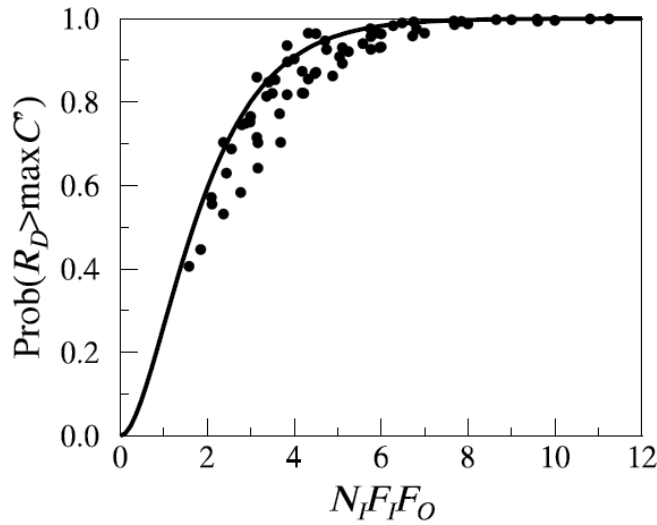


Figura 3.11: Probabilidad de detectar el pico de correlación

Reproducido de [34].

Para obtenerla se ha realizado una simulación de MONTE CARLO con distintos campos de velocidad y distintos tamaños de ventana. Este resultado es fundamental y fija el límite bajo de parejas de partículas que debe existir para poder evaluar la velocidad. Este mínimo está en torno a 10 parejas. Para una densidad determinada de sembrado, esto fija el tamaño más pequeño de la ventana de interrogación utilizable, fijando así la resolución espacial máxima que se puede lograr con algoritmos de correlación estadística. Siempre se puede aumentar la densidad de sembrado, hasta los límites de aparición de patrones de interferencia entre partículas. Considerando estos aspectos, el límite inferior de tamaño de ventana es típicamente 8x8 pixels (en entorno controlado: laboratorio).

Trayectorias y campo de desplazamientos [17]

Como se ha visto, en PIV, las velocidades se evalúan a partir del desplazamiento de partículas. Estos trazadores del flujo se pueden considerar ideales cuando: *i)* siguen exactamente el fluido, *ii)* no alteran el flujo por su presencia en su seno, y *iii)* no interactúan entre si. La velocidad se evalúa indirectamente a partir del desplazamiento $D(\vec{x}, t', t'')$ de las partículas en un intervalo de tiempo $\Delta t = t'' - t'$, es decir [17]:

$$D(\vec{x}, t', t'') = \int_{t'}^{t''} \vec{v}(\vec{x}(t), t) dt \quad (3.3)$$

donde $\vec{v}(\vec{x}(t), t)$ es la velocidad del trazador. Para un trazador ideal, esta velocidad es igual a la del fluido $\vec{v}(\vec{x}(t), t)$.

No obstante, en la práctica este concepto solo puede ser aproximado (véase apartado 3.3.2). Además, la ecuación 3.3 implica que el campo de desplazamientos solo puede proveer información sobre el desplazamiento medio a lo largo de la trayectoria durante el intervalo de tiempo Δt ; lo que ilustra la figura 3.12.

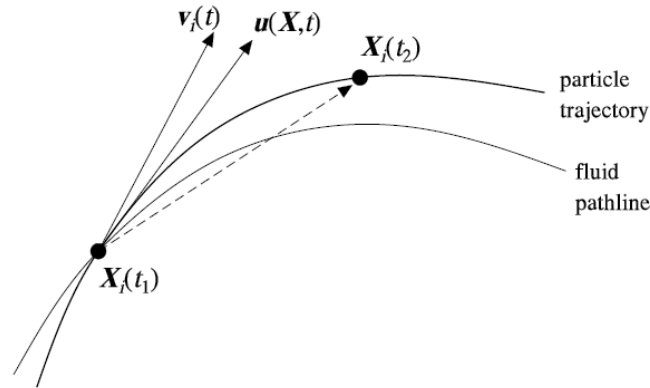


Figura 3.12: Trayectoria del fluido y de la partícula
reproducido de [17]

Entonces, D no puede ser una representación exacta de u , pero solo lo aproxima dentro de un error finito. El error asociado es generalmente despreciable si las escalas temporales y espaciales del flujo son grandes respecto al Δt y a la resolución espacial [17]. Un estudio

profundizado se encuentra en [34] y [35]. En cualquier caso este fenómeno implica una limitación importante en la elección del tiempo entre iluminaciones, y en consecuencia el rango dinámico empleado para la medida.

Límite de resolución espacial

En la técnica de medida de PIV, la resolución espacial no es un problema trivial. Existen limitaciones de origen físico, claramente posibles de acotar. No obstante, el hecho de estimar el campo de desplazamientos usando métodos de correlación estadística altamente no lineales hace difícil la determinación de la resolución espacial.

Muestreo de las imágenes

De acuerdo con el teorema del muestreo de NYQUIST, es imposible distinguir entre una frecuencia pura muestreada y uno de sus armónicos. Esto se ilustra en la figura 3.13.

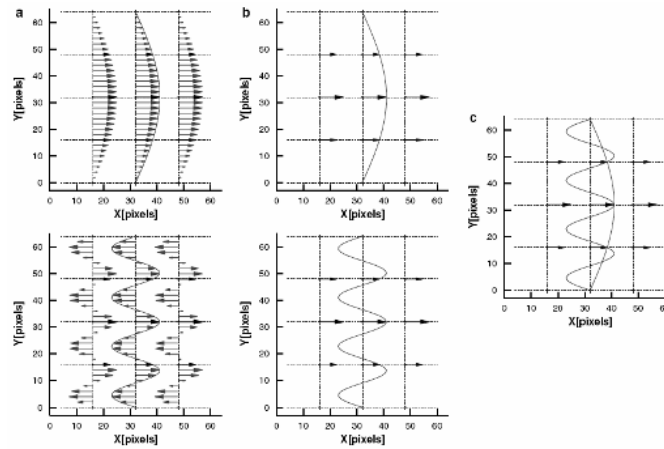


Figura 3.13: Ejemplo de muestreo de una frecuencia pura y uno de sus armónicos.

- a) Campos de vectores a muestrear. b) Campo de vectores muestreados con un intervalo de 16 píxeles. c) Superposición de ambos casos reproducido de [39]

El muestreo digital de la imagen no constituye un problema en si como expone el apartado 3.3.1. En cambio, la distancia media entre las partículas δ fija un límite claro a la resolución espacial. La ausencia de información entre partículas hace imposible reconstruir

la velocidad donde no hay partículas. El límite de resolución en este caso es 2δ .

Por otro lado, el tamaño de la imagen de las partículas también es importante. El disco de difracción (disco de AIRY) de su imagen a través de un orificio pequeño como el diafragma de la cámara es mas grande que la imagen geométrica de la partícula en sí. El tamaño de la imagen de las partículas puede llegar a ser mas grande que la distancia media entre partículas, fijando un nuevo límite en cuanto a resolución espacial.

En general, estas limitaciones corresponden a unos cuantos píxeles, dependiendo de la apertura del diafragma, del tamaño real de las partículas, de la longitud de onda de la luz coherente utilizada, y obviamente de la densidad de sembrado.

Muestreo en el procesado de PIV

El muestreo del campo de vectores continuo procedente de la elección del tamaño y solape mutuo de la ventanas de interrogación contiguas obedece también al teorema de NYQUIST. La longitud de onda mas pequeña resoluble es dos veces la distancia entre vectores.

Por ello, si no hay recubrimiento entre las ventanas de interrogación, se pierde mucha información, como ilustra la figura 3.14.

En realidad, el proceso de PIV es más parecido a una media móvil, y se propone un estudio de la respuesta en frecuencia a continuación, adaptado de [39].

Respuesta de la correlación a campos periódicos ([11])

La respuesta en frecuencia de la correlación en PIV, cuando una ventana de interrogación de lado F se utiliza para ello, es muy compleja de determinar. Esto es debido principalmente a los procesos no lineales de la detección del pico de correlación. Para simplificar el problema, se ha utilizado en [11] el modelo de la media móvil como primera aproximación a la respuesta en frecuencia, estudiando campos de desplazamientos periódicos de longitud de onda λ_x y λ_y en las direcciones x e y respectivamente.

La respuesta r en frecuencia es la típica repuesta de un filtro pasa bajos con frecuencia de corte correspondiendo al tamaño F de la ventana, sin ponderación. La respuesta a tal

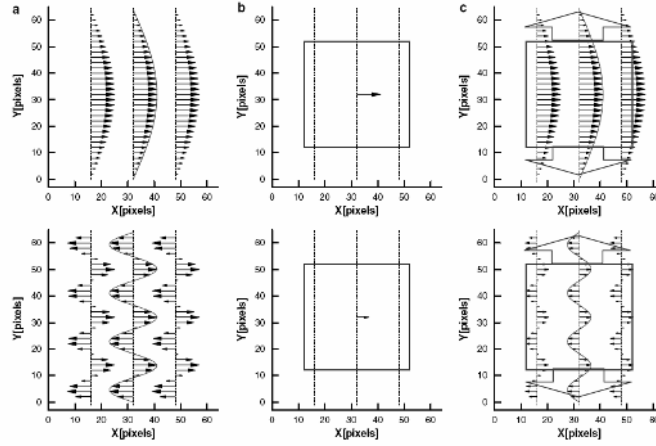


Figura 3.14: Ejemplo de procesamiento de PIV sin recubrimiento de ventanas de interrogación.

a) Campos de vectores a muestrear. b) Media en un solo punto. c) Media móvil. Los cuadrados representan el tamaño de la zona promediada y la flechas la orientación de la ventana de media móvil. reproducido de [39]

filtro es bien conocida en tratamiento de la señal y su expresión se puede obtener de la siguiente manera:

$$r = \frac{\sin(\pi\Phi_x)\sin(\pi\Phi_y)}{\pi^2\Phi_x\Phi_y} \quad (3.4)$$

donde $\Phi = F/\lambda$.

En la figura 3.15 se presenta una vista 1-D de la respuesta en frecuencia utilizando una ventana cuadrada de $F=63$ píxeles de lado.

- Como se puede observar, existe una respuesta nula para todos los armónicos de número de onda múltiples del tamaño de la ventana de interrogación. Para procesos no iterativos de estimación de desplazamientos, el límite de resolución queda limitado por el tamaño de la ventana. En la figura 3.15, la respuesta de la media móvil decae muy rápidamente hasta llegar a cero para una longitud de onda igual al tamaño de la ventana ($\Phi = 1$). En realidad, la respuesta del PIV no es tan drástica, y la amplitud de la respuesta no decae tan rápidamente a cero, sino que tiene un perfil más “cuadrado”. Además, procesos iterativos con deformación de la imagen llegan a reconstruir correctamente las frecuencias con respuesta positiva, especialmente para $\Phi < 1$ (véase sección 3.3.4 y [39]).

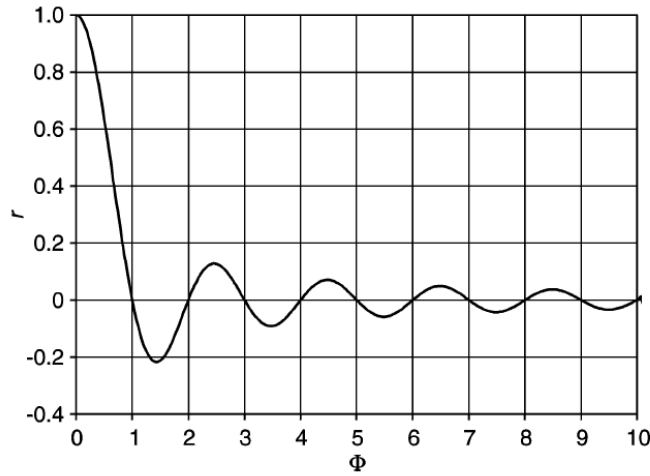


Figura 3.15: Respuesta en amplitud de una media móvil con ventanas de $F=63$ píxeles reproducido de [11]

- Para fases $2n < \Phi < 2n + 1$, donde $n \geq 0$ es un entero, la media móvil invierte la respuesta en frecuencia. Al ser un proceso no lineal, la respuesta del PIV no es tan sencilla, pero sí conserva este patrón de inversión de amplitud a ciertas frecuencias para las mismas fases que la media móvil. En procesos iterativos de estimación de campos de desplazamientos con deformación de la imagen (véase sección 3.3.4 y [39]), esto supone un grave problema de amplificación de las inestabilidades para estas fases. Los algoritmos de corrección local de campo (“Local Field Correction”: LFC, [11] y [12]) son capaces de corregir este problema ponderando la ventana de interrogación con funciones especiales (véase apartado posterior 3.3.4).

En definitiva, estos aspectos de la resolución espacial dependen mucho de los algoritmos seleccionados para la evaluación del campo de desplazamientos. En la sección 3.3.4 se presenta en mas detalle esta dependencia a los algoritmos.

Resolución sub-pixel de la correlación

A pesar de tener una información muestreada de la posición de las partículas, es posible recuperar la posición del pico de la correlación con una resolución inferior al tamaño del pixel.

- En la inmensa mayoría de aplicaciones reales, el movimiento de las partículas dentro de la ventana de interrogación no es uniforme. En general y con buena aproximación para un numero suficiente de partículas, se puede asumir que las partículas en el seno de la ventana de correlación tienen un comportamiento estadístico que responde a una ley normal. Por ello el pico de correlación tiende a tener la forma de una gaussiana. El ancho de la gaussiana, definido a e^{-1} del valor máximo, suele ser mayor de un pixel. Con todo eso, es posible interpolar la posición del pico de la correlación con una resolución inferior a un pixel, mediante ajuste del pico en tres o mas puntos con una función en forma de campana. Generalmente se usan una campana de GAUSS o una parabola ([17]), siendo las diferencias entre una y otra del orden de 0.05 a 0.20 pixel, dependiendo del tamaño de la partícula [21], la calidad de la imagen, el campo fluido a medir (sensibilidad a gradientes de velocidad y de sembrado).

- En el caso de usar partículas cuyo diámetro de imagen d_{Ip} en el sensor es inferior a 2 píxeles, la detección del pico sufre un bias hacia desplazamientos en píxeles enteros, debido al fenómeno conocido como “peak locking”. En el apartado siguiente (3.3.1) se trata con más detalle este problema.

Peak locking

Existen al menos claramente tres fuentes de peak locking, claramente definidas en [21]. Se enumeran brevemente a continuación, pero mas detalles se pueden encontrar en [21], [41], [15], [42], [16].

Geometría del sensor (véase también 3.22)

Si el sensor no tiene suficiente resolución espacial para describir correctamente las partículas, hay una desviación de la estimación de la posición del pico de correlación hacia valores de desplazamientos enteros. Este fenómeno conocido como “peak locking” se describe en detalle en [41]. Este trabajo demuestra que para evitar el peak locking conviene emplear partículas cuya imagen d_{Ip} sea superior a 2 píxeles. Por debajo de este límite, el bias hacia enteros crece. El efecto es mas pronunciado con sensores de factor

de llenado, o “fill factor”, pequeños (véase 3.22 para mas detalles). Para partículas con $d_{Ip} < 1$, la resolución subpíxel desaparece claramente.

Algoritmo de ajuste para la resolución sub-píxel

Otra fuente de peak locking se encuentra en la elección del algoritmo de ajuste sub-píxel del pico de correlación. Esto se describe extensamente en [15].

El ajuste gaussiano, basado en la asunción de un comportamiento estadístico normal de la correlación (de una manera similar a una función de densidad de probabilidad), es el algoritmo mas abundantemente usado. En cambio, el ajuste parabólico se basa en la detección matemática de un máximo local. No obstante, y a pesar de la relevancia de ambos métodos, los resultados presentan discrepancias importantes, como ilustra la figura 3.16.

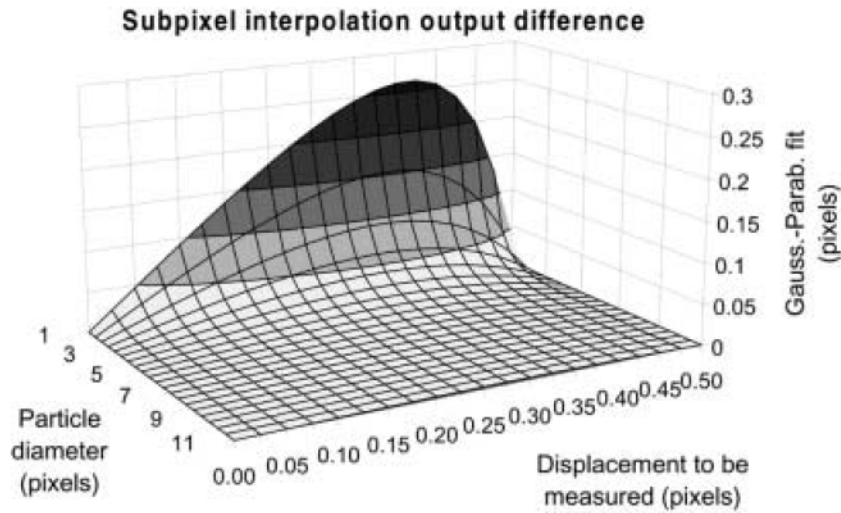


Figura 3.16: Diferencia de evaluación de desplazamientos entre el ajuste gaussiano y parabólico.

Considerando imágenes discretas gaussianas de partículas y sin ruido de fondo.

(reproducido de [21])

Para partículas con una diámetro d_{Ip} superior a dos píxeles, necesario para que no se note el peak locking debido a la geometría del sensor, la diferencia entre los dos algorit-

mos es inferior a 0.1 píxeles. Es de notar que se ha elaborado la figura 3.16 considerando imágenes discretas gaussianas de partículas y sin ruido de fondo. En estas condiciones, el pico es claramente gaussiano. No obstante, la distorsión de la forma esperada del pico de correlación debido a ruido o a la deformación del patron de desplazamientos ([23], [24], [25]) juega también un papel importante en el error de estimación del máximo del pico de correlación. Desafortunadamente, es muy difícil de determinar su influencia de forma precisa, aún que muchos algoritmos mejoran la forma del pico (3.3.4) deformando la imagen y mejorando la señal de la correlación.

Bordes de la ventana de interrogación y partículas truncadas

La referencia [21] trata extensamente de esta fuente de peak locking y se presentan aquí solo los fundamentos. La idea principal es que al cortar partículas en el borde de la ventana de interrogación se introduce un bias en la correlación hacia 0. Esto se ilustra en la figura 3.17 para una partícula cortada.

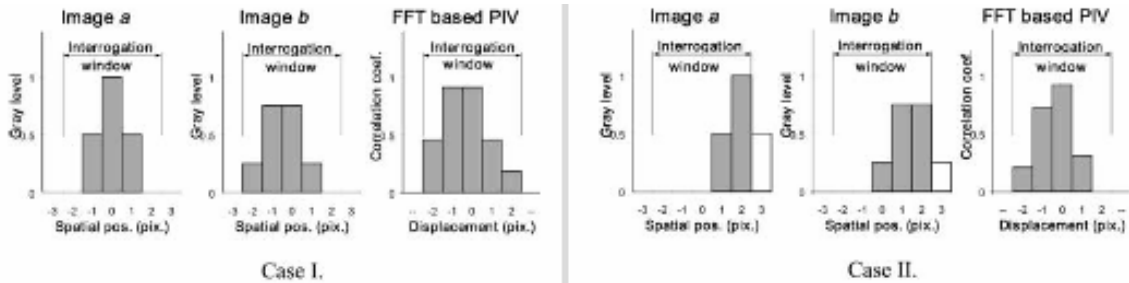


Figura 3.17: Efecto del truncamiento de las partículas en la correlación.

(reproducido de [21])

Claramente, este error se hace mas pronunciado a medida que aumenta la fracción total de partículas cortadas. Esto es proporcional al tamaño medio de la imagen de partícula (d_{Ip}) y inversamente proporcional al tamaño de la ventana de interrogación.

Este fenómeno se puede minimizar empleando algoritmos predictor/corrector iterativos con deformación de la imagen (evitando amplificación de las inestabilidades en la correlación [11] y [12]), como expuesto en [23], [24], [25] y en 3.3.4, donde las dos ventanas

de interrogación tienden a ser idénticas tras las iteraciones.

Estrategia de varios Δt para asesorar el peak-locking

Como se ha visto en los apartados anteriores, el peak-locking es un error que se escala con el tamaño del pixel, es decir con la geometría del sensor y la magnificación de la óptica. En cambio, es independiente de la magnitud del desplazamiento de las partículas. Por eso, una estrategia de medida con distintos tiempos Δt entre exposiciones permite estimar la importancia del error cometido, y así asesorar con calidad la evaluación del error de medida.

Esta estrategia se presenta en mas detalle en los capítulos siguientes.

Deformación de patrón de partículas

Si el movimiento es uniforme dentro de la ventana de correlación, y asumiendo un nivel de ruido bajo, el patrón de partículas en las dos ventanas es idéntico, salvo una translación homogénea que revela el desplazamiento conjunto de las partículas. En estas condiciones, el pico de correlación es de buena calidad, es decir que se aproxima relativamente bien a una gaussiana.

Desafortunadamente, en la mayoría de los casos de interés, la existencia de gradientes en el flujo deforma el patrón de partículas entre una ventana ($t = t_0$) y otra ($t = t_0 + \Delta t$). Esto tiene un efecto drástico sobre la forma y la calidad del pico de correlación. [23], [24], [25] ponen claramente de manifiesto este fenómeno y el error que induce en la medida. Este error puede ser importante e incluso puede llegar a la indeterminación de la posición del máximo de correlación. Un ejemplo sencillo e idealizado puede aclarar este concepto. Imaginemos una ventana de interrogación centrada en un gradiente de velocidad infinito, como ilustra la figura 3.18, en la capa de mezcla generada en el labio afilado de una placa plana separando dos flujos con distinta velocidad.

En este caso concreto, la correlación presentaría dos picos: uno centrado en el desplazamiento de las partículas de la parte superior, y otro correspondiendo al movimiento de las partículas de la parte inferior.

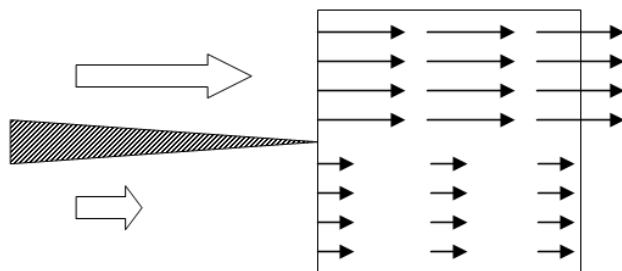


Figura 3.18: Ejemplo de gradiente de velocidad importante en la punta de una placa plana.

Para solventar este tipo de problemas en la calidad y localización del pico, [24] y [25] desarrollaron un proceso iterativo de deformación de la imagen presentado mas adelante (sección 3.3.4).

3.3.2. Error debido a las partículas

Capacidad a seguir el flujo

El PIV permite medir de manera no intrusiva e indirecta el campo de velocidad del flujo estudiado. La técnica implica medir la velocidad de partículas en fase dispersa sembradas en el fluido. De manera que es esencial saber si las partículas siguen al campo fluido, en particular en zonas de aceleraciones pronunciadas como el frente de llama.

En flujos gaseosos, los trazadores empleados como sembrado son gotas de líquido o partículas solidas. La relación de densidad de partículas ρ_p a la del gas ρ es del orden de 1000. Por eso, la inercia de las partículas es importante y es un factor a tener en cuenta cuando el campo fluido está sometido a cambios de velocidad (aceleraciones, desviación de trayectoria en vórtices, gravedad...).

Respuesta a una aceleración brusca

Para anticipar el comportamiento de las partículas frente a una aceleración/deceleración local del fluido, se les aplica un balance de fuerzas. La fuerza a la que se ve sometida por acción del fluido tiene que ser igual a su aceleración, es decir $F_D = F_I$ (las fuerzas en

juego están representadas en la figura 3.19).

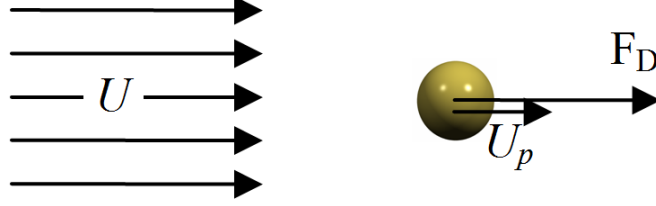


Figura 3.19: Diagrama de fuerzas sobre una partícula trazadora.

El exceso de inercia de la partícula respecto al fluido viene dado por $\vec{F}_I = (\rho_p - \rho)V\vec{a}$, (esto es teniendo en cuenta la fuerza de ARQUÍMEDES), donde V es el volumen de la partícula y \vec{a} la aceleración a la cual está sometida. Asumiendo partículas perfectamente esféricas, esto es:

$$\vec{F}_I = \frac{1}{6}(\rho_p - \rho)\pi d_p^3 \vec{a} \quad (3.5)$$

Por otro lado, la fuerza de arrastre del fluido sobre la partícula \vec{F}_D viene dado por:

$$\vec{F}_D = \frac{1}{8}\rho\pi d_p^2 \left(\|\vec{U} - \vec{U}_p\| \right)^2 C_D \frac{\vec{U} - \vec{U}_p}{\|\vec{U} - \vec{U}_p\|} \quad (3.6)$$

$\vec{F}_D = \frac{1}{8}\rho\pi d_p^2 (U - U_p)^2 C_D$, donde C_D es el coeficiente de arrastre por efecto de la viscosidad del fluido. Teniendo en cuenta el diámetro de las partículas ($d_p \sim 1\mu m$) y que la diferencia de velocidad entre fluido y partícula ($|U - U_p|$) es pequeña frente a U , el número de REYNOLDS asociado a la partícula, $Re_p = \frac{\rho|U - U_p|d_p}{\mu}$ es pequeño. Teniendo en cuenta que el coeficiente de fricción para un flujo laminar se puede aproximar con la siguiente expresión analítica (ley de fricción de STOKES):

$$C_D = \frac{24}{Re_p} = \frac{24\mu}{\rho d_p |U - U_p|} \quad (3.7)$$

Con todo ello e igualando las ecuaciones 3.5 y 3.6, se obtiene la ley que rige la respuesta de una partícula a una aceleración.

$$U_s = U_p - U = d_p^2 \frac{(\rho_p - \rho)}{18\mu} \frac{dU}{dt} \quad (3.8)$$

De ahí que la respuesta de la partícula a un escalón de velocidad sea:

$$U_p(t) = U[1 - e^{-\frac{t}{\tau_p}}] \quad (3.9)$$

con el tiempo de relajación τ_p definido como $\tau_p = d_p^2 \frac{(\rho_p - \rho)}{18\mu}$. A la vista de estos resultados aparece conveniente utilizar partículas de pequeño tamaño y de una densidad muy próxima a la del fluido para minimizar el retraso de las partículas a seguir el flujo.

Este resultado es muy valioso para saber como responden las partículas al atravesar el frente de llama en el capítulo 6. Con la ayuda del análisis dimensional, se puede aproximar el espesor de frente de llama δ_F a la relación de difusividad térmica α a la velocidad de propagación de llama laminar s_L : $\delta_F \sim \alpha/s_L$ (teoría de LE CHATELIER). Este espesor es del orden de 100 micrómetros en el caso del propano. Dado este pequeño espesor respecto al tamaño de las partículas, la aceleración del fluido debido a la expansión brusca ($\rho_{frio}/\rho_{caliente} \sim 5$) se puede asimilar a un escalón de velocidad (de U_0 a $5U_0$). Considerando estos parámetros, se puede calcular una aceleración aproximada y el tiempo de respuesta de la partículas. La distancia que recorren las partículas hasta que $U_p \sim 5U_0(1 - 1/e)$ (valor al 67 %) es el espesor de frente de llama aparente δ_A debido al desfase de las partículas. Tras desarrollar las expresiones anteriores, se obtiene:

$$\delta_A \sim \int_{t_0}^{t_0 + \tau_p} \left(4U_0[1 - e^{-\frac{t}{\tau_p}}] + U_0 \right) dt \sim U_0\tau_p \left(1 + \frac{4}{e} \right) \quad (3.10)$$

de manera que en el caso que se contempla en el capítulo 6, $\delta_A/\delta_F \sim 5$, lo que queda del orden de la resolución del sistema de medida. En consecuencia, es muy improbable observar de manera directa la aceleración brusca sufrida por los gases.

Respuesta a la turbulencia (flujo oscilatorio)

Para la mayoría de los flujos de interés, las ecuaciones que describen la velocidad de la partícula son más complicadas de resolver y la solución ya no es una simple exponencial como en la ecuación 3.9. No obstante τ_p sigue siendo un buen indicador de como las partículas siguen el movimiento del fluido.

El trabajo de HJEMFELT and MOCKROS [18] presenta un estudio mas completo de la respuesta de las partículas en turbulencia homogénea isótropa. Se expone aquí brevemente

su trabajo. Si se expresan las velocidades del fluido U , y de la partícula U_p , en función de sus transformadas de FOURIER \hat{U} , \hat{U}_p ;

$$\begin{aligned} U(t) &= \int_0^\infty \hat{U}(\omega) e^{i\omega t} d\omega \\ U_p(t) &= \int_0^\infty \hat{U}_p(\omega) e^{i\omega t} d\omega \end{aligned} \quad (3.11)$$

se obtiene para la respuesta de la partícula, amplitud de la respuesta $\left| \frac{U_p}{U} \right|$ y fase Φ , en función de la frecuencia de excitación ω :

$$\begin{aligned} \left| \frac{U_p}{U} \right| &= \left[\frac{\hat{U}_p \hat{U}_p^*}{\hat{U} \hat{U}^*} \right]^{\frac{1}{2}} = \sqrt{(1 + f_1)^2 + f_2^2} \\ \Phi &= \tan^{-1} \left[\frac{f_2}{1 + f_1} \right] \end{aligned} \quad (3.12)$$

donde los coeficientes f_1 y f_2 dependen del término de BASSET, masa virtual, y gradientes de presión en el campo lejano. Se define un número adimensional St (número de STOKES: $St = \omega \tau_p$) que representa el tiempo de acomodación de la partícula τ_p a la velocidad del fluido U definido previamente en la ecuación 3.9.

Las curvas de respuesta en amplitud y fase en función de St para una relación de densidades utilizada en los experimentos ($\rho/\rho_p \approx 1/1000$) y unas partículas de un diámetro medio de $1\mu m$ (véase sección 3.4.2) se presentan en la figura 3.20.

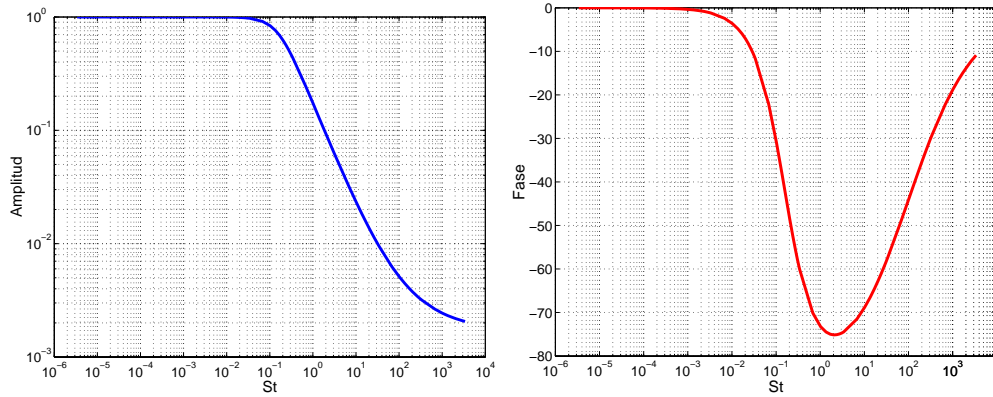


Figura 3.20: Amplitud y fase de la respuesta

Como se puede apreciar, la respuesta en amplitud es muy buena para números de STOKES hasta 0.5. En cambio el retraso ocasionado por la inercia de la partícula llega

a ser importante para valores de 0.05, lo que corresponde a una frecuencia de excitación de 15 kHz para los tipos de sembrado empleados en esta tesis doctoral (propylen-glicol con $d_p \approx 1\mu\text{m}$; y dióxido de titanio con $d_p \approx 0.3\mu\text{m}$). Para turbulencia de frecuencia mas elevada, el sistema de medida empleado ya no será capaz de resolver correctamente la velocidad del fluido.

Fuertes gradientes de señal en la imagen

Hasta ahora se han considerado sistemas donde la densidad de partículas y la iluminación es uniforme. Desafortunadamente, en muchos casos prácticos, estas condiciones son muy difíciles de conseguir.

- En primer lugar, el perfil de intensidad de la hoja de luz no es uniforme, sino que es aproximadamente gaussiano. Esto induce un gradiente de intensidad de luz en la imagen. En general, el gradiente es muy leve a través de la imagen, y en especial dentro de la ventana de interrogación, de manera que sus efectos son muy poco apreciables si no despreciables.

- Por otro lado, en flujos coaxiales [31], obtener una densidad de sembrado homogénea es muy delicado y pueden aparecer fuertes gradientes locales de densidad de sembrado. En el caso de chorros simples, conseguir un sembrado externo con una intensidad de señal lo mas próxima a la del chorro también es complicado. Para flujos reactivos con cambios bruscos de densidad a través del frente de llama (típicamente una relación de 1/5 en las llamas del capítulo 4), el sembrado sufre una expansión con la misma relación de densidad.

Esto es muy problemático en el plano de la correlación como ilustra la figura 3.21. Dentro de la ventana de interrogación, existen dos zonas claramente marcadas con una intensidad de señal muy distinta. En estos casos, la correlación cruzada presenta altos valores a medida que la ventana de interrogación se mueve en la dirección perpendicular al gradiente de densidad. Al contrario, la correlación decae rápidamente si la ventana se desplaza en el sentido del gradiente al correlacionar una zona de baja intensidad con una de alta. Este fenómeno deforma drásticamente la forma del pico de correlación y empeora la relación de señal a ruido.

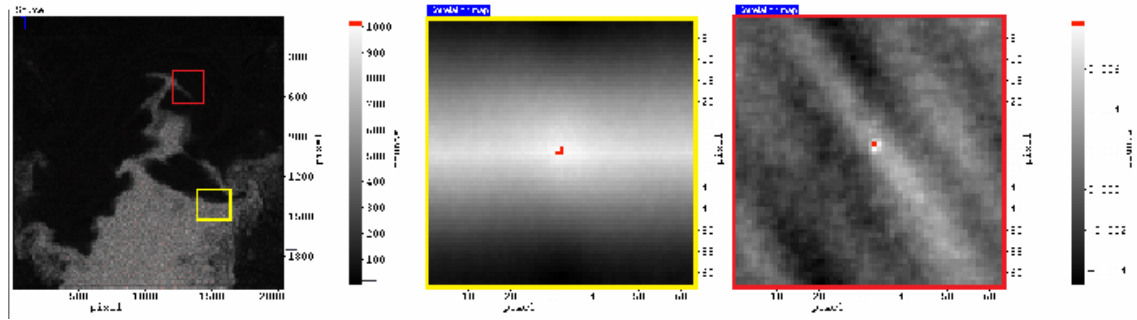


Figura 3.21: Ejemplos de bías en la correlación con gradientes de densidad de sembrado. De izquierda a derecha: imagen en bruto; campo de correlación de la zona marcada en amarillo; campo de correlación de la zona marcada en rojo

En la figura 3.21 la correlación se ha realizado con transformada de FOURIER bidimensional en ventanas de 64x64 píxeles en dos zonas marcadas en color. El pico de correlación sigue siendo detectable cerca del centro del plano de la correlación, pero se pueden apreciar claramente “rayas” de alta señal en la dirección paralela a las zonas demarcadas por una diferencia importante de densidad de sembrado.

Por ello la uniformidad de la intensidad de luz y de la densidad de sembrado es fundamental para realizar una buena correlación. No obstante, en el caso de flujos reactivos, es imposible conseguirlo por la expansión que sufre el fluido al atravesar el frente de llama.

En la correlación, este efecto puede llegar a inducir un ligero peak-locking, no caracterizado aquí. En cambio el deterioro de la relación de señal a ruido hace mas difícil la detección acertada del pico de correlación, generando así numerosos vectores erróneos en las zonas de gradientes de densidad de sembrado.

La validación de los vectores erróneos hace el objeto de otra sección en el capítulo 3, y no se detalla aquí.

3.3.3. Error debido a las cámaras

Microlentes y discretización

Como se ha visto en la sección 3.3.1, la geometría del sensor, y en particular el recubrimiento de la capa sensible juegan un papel importante en el efecto del peak-locking. A continuación se ofrecen mas detalles.

En los pixels del captor CCD, existen zonas enmascaradas para la ubicación del circuito de lectura del chip. Esto hace que la parte sensible de un pixel no es el 100 %, sino un factor de relleno F , o “fill factor”. La sensibilidad a la luz del sensor se ve así fuertemente reducida. Para paliar este problema, se suele montar encima del CCD una red de micro lentes que concentra la luz en el detector, aumentando de esta manera su efectividad, llegando a captar el 90 % de la luz (figura 3.22).

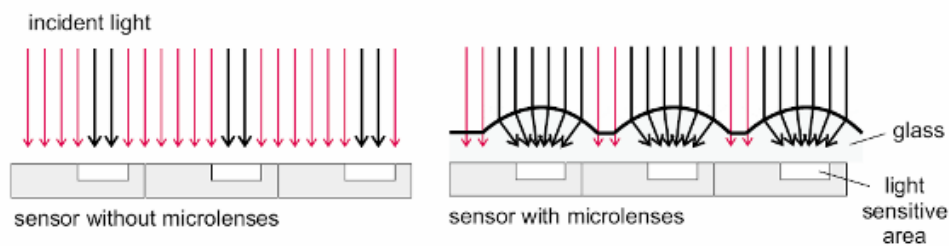


Figura 3.22: Esquema de un sensor CCD

Izquierda: sin microlentes; Derecha: con microlentes.

Si el sensor fuese continuo, llevaría a un error de posicionamiento de la posición de las partículas de: $\frac{1-\sqrt{F}}{2}$ pixel. Pero al ser un sensor discreto, el error real cometido es el debido a la discretización de la imagen [41] y su posible influencia en el error debido al peak-locking.

“Read-out” de las cámaras

En el transcurso del proyecto europeo “CoJeN” (Computation of coaxial Jet Noise), se ha descubierto que en la mayoría de los sensores CCD empleados para PIV, las prestaciones de los convertidores digital/analógico son función de su temperatura y humedad.

Las cámaras de 2048x2048 píxeles constan de cuatro cuadrantes independientes. Entre ellos puede haber saltos aparentes de Δt debido a una deriva en la lectura de la carga de los píxeles [33].

Un estudio profundizado se presenta en el capítulo siguiente.

Descripción del fenómeno

Al contrario del peak-locking, este error de lectura se comenta raras veces, con unas excepciones ([32]). El esquema de la izquierda en la figura 3.23 ([33]) indica el proceso de lectura de un sensor CCD monolítico. Un primer proceso de lectura en paralelo línea a línea (designado como “parallel shift”) transfiere la carga de cada pixel de una línea hacia el borde inferior. Luego, un registro en serie transfiere la carga un pixel después de otro a lo largo de la anchura del sensor, hasta que todo el registro se haya descargado. A continuación, una nueva lectura en paralelo “lee” la segunda línea,... , y el proceso se repite hasta completar la lectura del CCD entero.

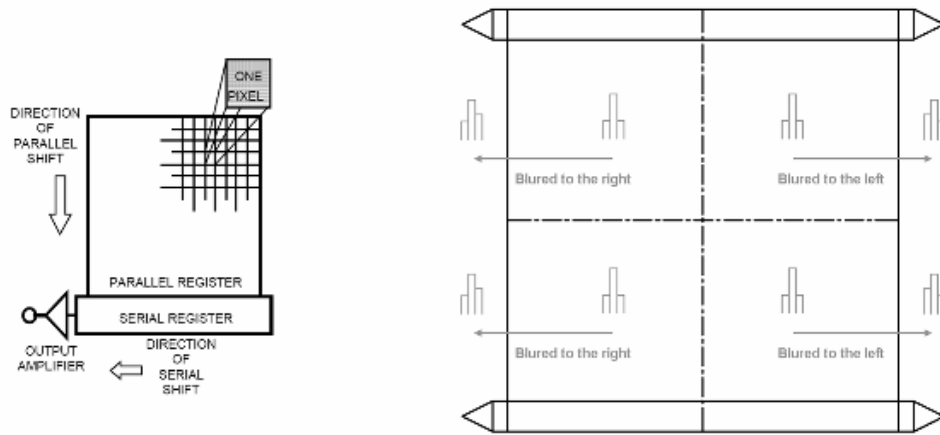


Figura 3.23: Esquema de un sensor CCD.

Este proceso de lectura no es perfecto y puede dejar parte de la carga de los píxeles detrás de él. Esto genera una especie de desfase, o “corrido” de la imagen en la dirección de la lectura, de una manera similar a la huella que deja una gota de agua deslizándose por una ventana. En [33] se propone un procedimiento simple para evaluar este desfase en imágenes adquiridas. Consiste en promediar los entornos de 5x5 de todos los máximos

locales de la imagen de niveles de gris. Si no existe una dirección privilegiada de “corrido”, el resultado debería ser simétrico. En cambio, si existe una asimetría significativa este procedimiento revela la existencia de este fenómeno. En cámaras de 8 bits el efecto es mucho menos pronunciado que en cámaras de 12 bits.

Efecto en cámaras de varios sensores

En cámaras de mas de un megapixel, es usual incorporar varios sensores, con circuitos de lectura independientes. Este arreglo permite reducir el tiempo de descarga del sensor y reducir el Δt entre imágenes hasta valores muy bajos (típicamente $\Delta t_{min} \sim 1\mu s$). En sensores de cuatro cuadrantes (como ilustra el esquema de la derecha en la figura 3.23) esto genera un “corrido” de la imagen en distintas direcciones.

En general, la asimetría observada en cada uno de los cuadrantes es del orden de 10 % del valor central, dependiendo de la iluminación y de las condiciones ambientes de la medida, en particular temperatura y humedad. Afortunadamente, la primera y segunda imagen sufren el desfase en la misma dirección. Esto minimiza el error al medir el desplazamiento, ya que corresponde a la diferencia de “corrido” entre las dos imágenes, y no en una única imagen. El error final depende entonces de la diferencia de prestaciones de los circuitos electrónicos para las dos imágenes.

Ejemplo en la medida de campaña “CoJeN”

En particular, en la campaña de medida del proyecto europeo “CoJeN” mencionado anteriormente, se ha medido el campo de velocidad justo a la salida de una tobera coplanar, representada en la figura 3.24. El flujo medio presenta claramente 3 velocidades uniformes atravesando de izquierda a derecha los cuadrantes de la cámara CCD de 12 bits utilizada entonces (4 cuadrantes de 1 Mpixel).

La figura 3.25 presenta la diferencia de medida entre los cuadrantes de la izquierda y de la derecha de la misma cámara. Estas medidas se han realizado con distintas iluminaciones medias para los tres flujos, debido a la dificultad de generar un sembrado homogéneo en chorros coaxiales industriales. El chorro central y el by-pass están sembrados con

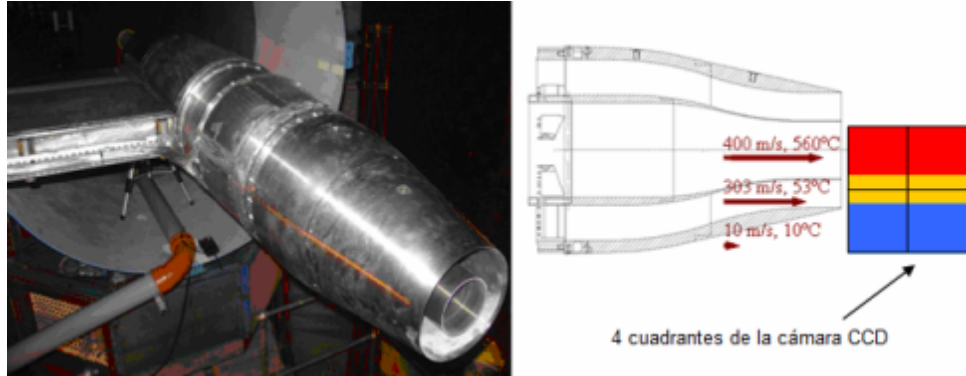


Figura 3.24: Tobera coplanar en el proyecto “CoJeN” y zona medida.

partículas de TiO_2 de diámetro nominal $0.3 \mu\text{m}$, pero con distintas densidades numéricas superficiales, mientras el flujo exterior está sembrado con un generador de humo de aceite. Por ello, la cámara recibe una intensidad de luz distinta para cada uno de los flujos. Todas las medidas se han realizado en este ejemplo con las mismas condiciones ambientales de temperatura y humedad, descartando la influencia de este factor.

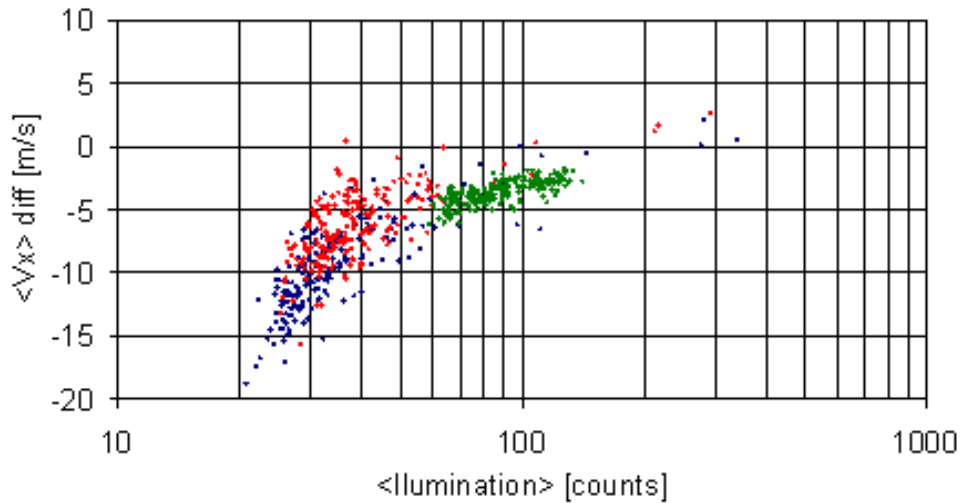


Figura 3.25: Error de la cámara debido a iluminación.

$$(100 \text{ m/s} = 1 \text{ pixel}/\Delta t)$$

Estrategia de varios Δt

Una característica importante de este error es que, como el peak-locking, parece es-

calarse con el tamaño del pixel, y no con el tiempo entre exposiciones. Como consecuencia, se ha usado en el capítulo 4 una estrategia de varios Δt en la medida para poder caracterizar este error y reducir su importancia. Gracias a esta estrategias, las medidas son mas precisas.

3.3.4. Algoritmos avanzados: mejora de la correlación

Mejora de la señal mediante correlación de segundo orden

El calculo de la correlación es bastante sensible a la relación de señal a ruido (SNR) y se pueden producir picos del mismo orden de magnitud que el pico real, dificultando la estimación de su posición en el mapa de correlación. Por ello puede resultar conveniente realizar una correlación de segundo orden. Este algoritmo multiplica los mapas de correlación de dos ventanas levemente movidas de su posición inicial.

En un primer paso la ventana de interrogación se mueve de $1/4$ de su tamaño hacia la derecha y se calcula una correlación $R_A(\Delta x, \Delta y)$. Se repite la misma operación pero desplazando la ventana de interrogación hacia la izquierda y se obtiene una señal de correlación $R_B(\Delta x, \Delta y)$. El solape entre las dos ventanas A y B es del 50 %. Asumiendo gradientes de velocidad pequeño en la zona, las posiciones de los picos de correlación deben coincidir en las dos correlaciones. Los dos mapas R_A y R_B se multiplican, lo que aumenta la señal del pico real frente a los picos de ruido aleatorios, normalmente no correlacionados. Este procedimiento mejora generalmente la relación de vectores “buenos” a erróneos (véase figura 3.26).

El uso de la correlación de segundo orden calcula un promedio de las velocidades en dos posiciones en el sentido matemático y operativo. Su inexactitud y su alto coste computacional (calculo de dos correlaciones en vez de una) hace que no se utilice en los últimos pasos de un algoritmo iterativo y suele utilizarse solo en el paso inicial para ventanas grandes en algoritmos “multi-grid”.

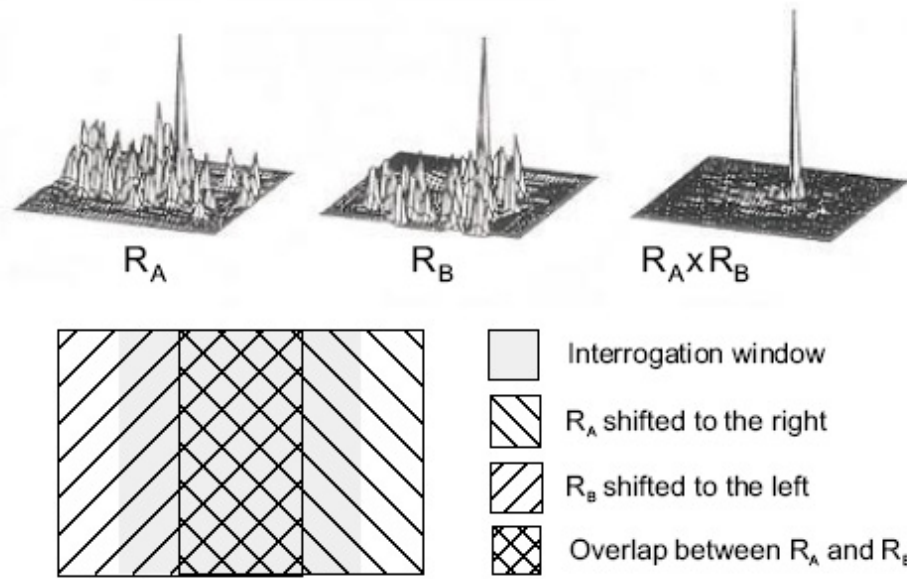


Figura 3.26: Mejora de la SNR con el uso de la correlación de segundo orden

Algoritmos “Multi-grid”

Un problema muy importante y recurrente es la pérdida de parejas de partículas entre las dos ventanas de interrogación (véase 3.3.1). El primer mecanismo de pérdida de parejas es debido a un movimiento de partículas “fuera del plano”, es decir no coplanar a la hoja de luz. La partícula atraviesa el plano de luz y no está iluminada en uno de los instantes. Esto es inevitable en cierta medida (sobre todo si el flujo no es esbelto) y constituye un ruido adicional que hace disminuir el SNR ; con lo cual empeora la calidad del pico de correlación.

Por otro lado la pérdida de parejas puede ser debida a un movimiento “dentro del plano” si los desplazamientos son más grandes que un cuarto de la ventana [9]. Esto limita mucho el tamaño de la ventana de interrogación y por lo tanto la resolución espacial de la medida.

Una manera de eliminar esta limitación es el algoritmo de “multi-grid” que consiste en reducir iterativamente el tamaño de las ventanas de interrogación. Se empieza entonces con unas ventanas de interrogación grandes y se calcula el campo de desplazamientos. Estos

desplazamientos se utilizan como predicción para ventanas mas pequeñas (generalmente un cuarto del área inicial), correlacionando la primera ventana con la segunda desplazada con un “offset” discreto correspondiente a la predicción del desplazamiento calculado en el paso anterior. Se para de iterar cuando se llega al tamaño de ventana deseado. El diagrama de flujo del algoritmo se presenta a continuación.

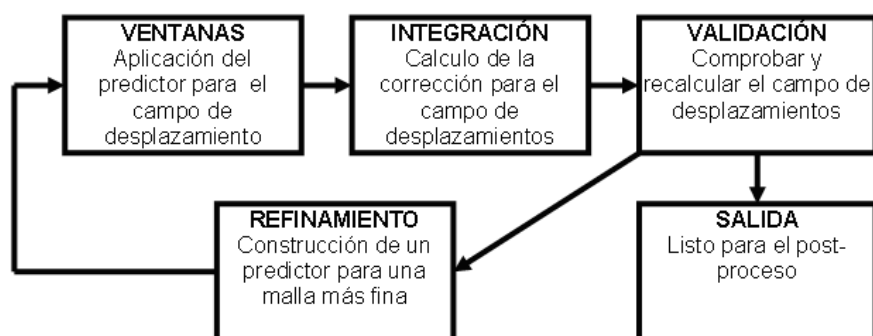


Figura 3.27: Diagrama de flujo

Este método no tiene en principio limitación ninguna respecto a la resolución de la medida, pero sigue limitado en el tamaño de la ventana porque deben haber más de diez partículas en ella (véase 3.3.1). Esto no es limitación de este algoritmo en concreto, sino una limitación propia a la correlación. El rango dinámico que se puede resolver así es mucho más amplio que los métodos de un solo paso.

Deformación de la imagen

Descripción del problema

A pesar de sus buenas prestaciones, el algoritmo “multi-grid”, o de pasos múltiples, no resuelve bien gradientes importantes en la velocidad (véase 3.3.1). La predicción del campo de velocidad en el paso k no es más que una estimación estadística del promedio de las velocidades en ventanas más pequeñas (paso $k+1$). Si dos celdas contiguas tienen velocidades muy distintas, la predicción no puede ser buena para ambas celdas; y se plantea de nuevo problema de pérdida de parejas de partículas en el plano, y sobre todo de de-

formación de patron de partículas entre la dos imágenes.

Una solución: deformar la imagen

Según [10], [25], [24] (entre otros), una solución es deformar la imagen entera según la predicción del desplazamiento. Con el campo existente de velocidad el algoritmo puede calcular un vector de deformación para cada pixel y determina la intensidad en la nueva posición por interpolación bilineal, bicuadrática o bicúbica ([25] y [11]). Este proceso se puede repetir iterativamente para un mismo tamaño de ventana hasta que el desplazamiento calculado sea nulo, procediendo con un algoritmo predictor/corrector.

El vector desplazamiento es entonces la suma de todas las correcciones que se han debido aportar para obtener dos imágenes idénticas. Una ventaja importante es que se puede incluir este algoritmo en el de pasos múltiples de manera sencilla. Se muestra (véase figura 3.28) un ejemplo de la mejora de la calidad del mapa de correlación (mejora de la relación SNR) con el uso de la deformación de imagen en un flujo con cortadura importante.

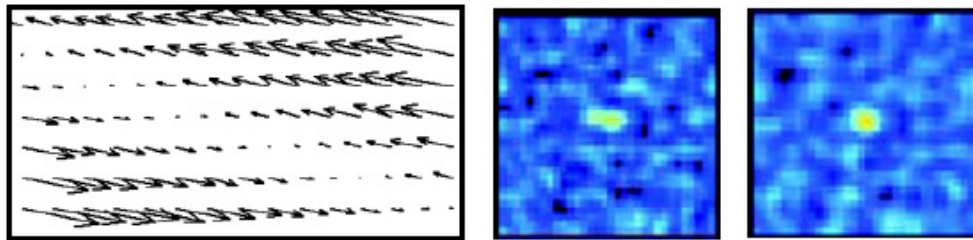


Figura 3.28: Mejora de la calidad del pico de correlación con el uso de la deformación de imagen en un flujo con cortadura

Desventajas

Las desventajas de utilizar este algoritmo son dos:

- Alto coste computacional para deformar imágenes de partículas, en particular cuando son de 12 bits.
- Para longitudes de onda inferiores al tamaño de la ventana, la respuesta del PIV puede ser invertida, como se ha expuesto en [39]. Al distorsionar la imagen iterativamente,

la deformación es contraria al desplazamiento real, aumentando la corrección aportada al desplazamiento con cada iteración para frecuencias altas. Este fenómeno hace que diverja el algoritmo y aumente el error de medida en vez de minimizarlo.

Local Field Correction

Como se acaba de ver, el principal problema de los algoritmos con deformación de la imagen es el crecimiento de las inestabilidades para longitudes de onda pequeñas. Para evitar este problema en algoritmos “multi-grid”, se suele emplear un filtro pasa bajo entre iteraciones que corta las altas frecuencias. En general se emplea un filtro sencillo de suavizado 3x3 gaussiano o cuadrado. Sin embargo, el algoritmo de corrección local de campo (LFC: “Local Field Correction”, [11] y [12]) ofrece una solución elegante al problema, basándose en la respuesta en frecuencia del PIV.

La estrategia del LFC-PIV reside en modificar la respuesta del PIV para que no invierta ciertas frecuencias espaciales. Para ello se pondera la ventana de interrogación con funciones especiales, presentadas en detalle en [11], [12] y [14]. Un ejemplo de función de ponderación y su respuesta en frecuencia se presentan en la figura 3.29.

El beneficio de ponderar las ventanas de interrogación es que a la hora de distorsionar las imágenes para corregir el patron de partículas, siempre se deforman en el sentido correcto. Aún que la respuesta sea de poca amplitud para frecuencias espaciales altas, el proceso iterativo permite recobrar el desplazamiento real con poco error. [13] presenta la mejora de prestaciones del LFC-PIV comparado a otros algoritmos.

De manera general, el LFC-PIV ofrece una gran robustez a la hora de tratar con gradientes de velocidad importantes. También permite tener una buena resolución espacial, por debajo de la limitación del tamaño de la ventana de interrogación, típicamente 4x4 píxeles con ventanas de interrogación de 64x64 (con unas 20 iteraciones).

La principal desventaja de este algoritmo es el alto computacional requerido para ponderar las ventanas de interrogación. Se requiere mucha capacidad de cálculo para realizar operaciones directamente en la imágenes de partículas. Por otra parte, el algoritmo converge típicamente con 20 iteraciones, frente a unas 3 o 4 en algoritmos convencionales

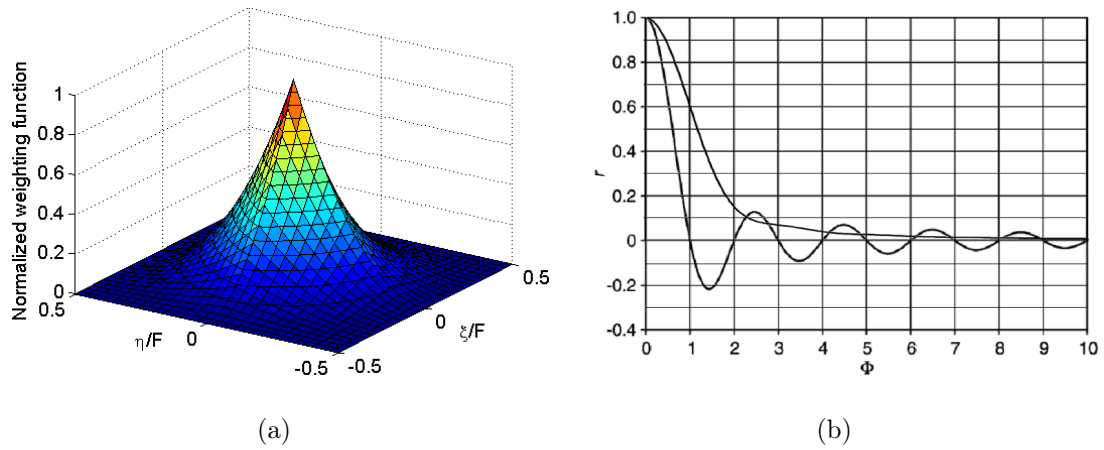


Figura 3.29: Función de ponderación y respuesta en frecuencia.

(a) Forma general de las funciones de ponderación de la ventana de correlación en LFC-PIV (η/F y ξ/F representan las coordenadas adimensionales de la ventana de interrogación con su origen en el centro); (b) Respuesta en frecuencia de la media móvil con y sin ponderación ($\Phi = F/\lambda$ es la relación del tamaño de la ventana F a la longitud de onda estudiada λ).

de poca resolución espacial, para evitar el disparo de la inestabilidades.

A pesar de su alto coste computacional, sus prestaciones en cuanto a resolución espacial y robustez son únicas en el amplio abanico de posibilidades para algoritmos de PIV.

3.4. CALIBRACIÓN DEL SISTEMA DE MEDIDA

En flujos esveltos (donde una de las tres componentes de la velocidad es predominante), es muy apreciado utilizar estéreo-PIV. Consiste en reproducir la visión estereoscópica (binocular, según dos ángulos de vista) para percibir la profundidad de las imágenes. La hoja de luz que ilumina las partículas siendo fina, el desplazamiento según la tercera componente es limitado al espesor del plano.

3.4.1. Calibración de las cámaras

Se necesitan entonces dos cámaras enfocadas a la misma zona del flujo. El ángulo óptimo formado por las líneas de visión de las dos cámaras es de 90° [20] y [22]; estén las cámaras al mismo lado del plano o cada una a un lado (configuración de WILLERT). En este trabajo se ha preferido un ángulo de 110° para minimizar la distorsión de las imágenes. La reconstrucción de las tres componentes en el plano (2-D, 3-C) se hace mediante una calibración.

La calibración del sistema de estéreo-PIV es un paso esencial en la medida. Este proceso hace corresponder las imágenes (deformadas por el ángulo de visión) que graban las cámaras al campo de visión real. Así la posición de las partículas de una cámara tienen correspondencia en la otra. La reconstrucción de la tercera componente de los vectores calculados a partir de cada vista es entonces posible.

El modelo del pinhole

La calibración se hace mediante un blanco tridimensional de dos niveles de profundidad marcados con puntos claros sobre fondo oscuro. Conociendo la posición exacta de cada punto en el espacio, es posible hacer corresponder cada punto de la imagen, distorsionada por el ángulo de visión, a un punto del espacio real. Uno de los planos de la claqueta se elige como plano de referencia (de profundidad $z = 0$). Los puntos que no están en el plano de referencia aparecerán movidos en las imágenes corregidas. Este desplazamiento en el plano $x - y$ traduce la profundidad de la imagen (véase figura 3.30).

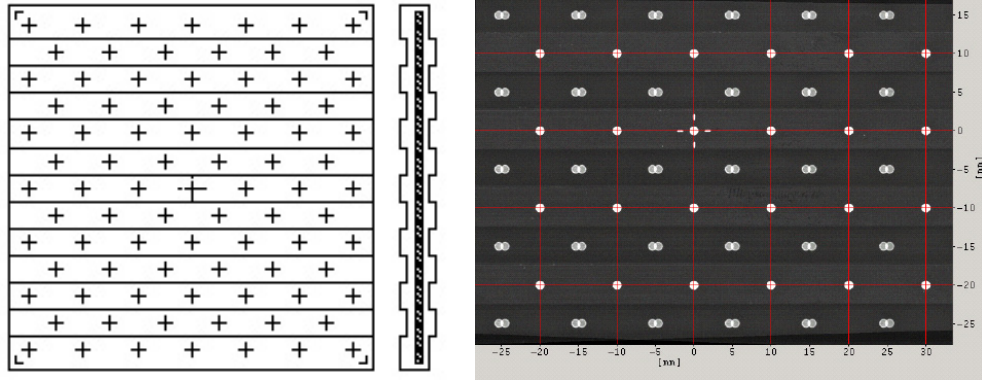


Figura 3.30: Superposición de las dos vistas corregidas

Apreciase el desplazamiento de las marcas en el plano $z \neq 0$. Las marcas en el plano $z = 0$ están cuadriculadas con líneas rojas.

Este procedimiento permite hallar la tercera dimensión de las imágenes tanto como el campo de desplazamiento 3D dentro del plano de iluminación.

Existen diferentes configuraciones según la disposición de las cámaras respecto al plano. La primera se representa en la figura 3.31 izquierda. En esta configuración la cantidad de luz recibida por las dos cámaras es distinta debido al patrón de dispersión de luz de MIE de la partículas. Éste es simétrico respecto a la dirección de propagación del haz, pero asimétrico respecto a las cámaras. Así la luz recibida por una cámara puede ser de varios ordenes de magnitud menor que en la otra, con lo cual esta disposición de las cámaras no se suele utilizar y se les prefieren las dos configuraciones de la derecha en la figura 3.31. La configuración de WILLERT, con las cámaras viendo en el sentido de propagación de la luz, hace que ambas reciben más luz dispersa, y de forma equitativa.

Las rutinas de calibración tienen que tener en cuenta el espesor del blanco de calibración, que suele ser mayor que la de plano. El modelo del “pinhole” [26] asume que todos los rayos ópticos confluyen en un punto, con lo cual se puede calcular la correspondencia del plano imagen al plano real por geometría. Se trata entonces de ajustar por mínimos cuadrados los parámetros exteriores a cada cámara (magnificación, matrices de translación y rotación), para conocer con precisión la posición en el espacio real de las zonas enfocadas respecto a las cámaras.

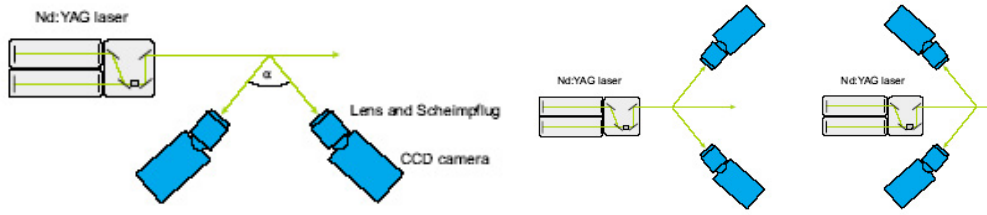


Figura 3.31: Dos configuraciones de estereo PIV

De izquierda a derecha: Backward-Forward scattering, FF scattering (WILLERT), BB scattering.

El modelo también ajusta parámetros internos a las cámaras como la distancia focal de la lente y la posibles aberraciones del sistema de lentes, modelizadas como una distorsión radial. La diferencia entre las dos imágenes reconstruidas con este método suele ser del orden de unos píxeles en la zona de visión, antes de “corregir” o “refinar” la calibración (véase apartado siguiente).

A pesar de ello, este método de reconstrucción no es ideal porque no tiene en cuenta que el plano de luz no coincide con las caras del blanco de calibración, o que la alineación plano/blanco no es perfecta.

Necesidad de refinar la calibración

De hecho es muy difícil conseguirlo en la práctica. Lo cual da lugar a errores apreciables en el posicionamiento de las partículas porque se corrigen las imágenes en el plano de calibración y no en el plano láser. Para ver este efecto, se pueden correlacionar dos imágenes de partículas corregidas del mismo instante $t = t_0$ con cada una de las cámaras. Cuando se reconstruyen en el plano de calibración ($z = 0$) las partículas se ven afectadas a distintas posiciones (véase figura 3.32). El vector entre estas dos posiciones es el vector de disparidad. Para un desalineamiento de 0.6° y un campo de visión de 10 cm estos vectores son de hasta unos 10 pixels [7]!

El mapa de disparidad no se debe solo al ángulo que pueda existir entre la claqueta y el plano de luz, sino también al espesor de la propia claqueta. De hecho, los cuatro planos

del blanco de calibración no coinciden exactamente con la hoja de luz, creando un bias inevitable en la calibración¹.

La idea es entonces utilizar estos mapas de disparidad para deformar las imágenes y “refinar” la calibración reajustando los parámetros externos. Debido a la geometría lineal del modelo del pin-hole, las transformaciones son bilineales. El reajuste de los parámetros de la matriz de translación y de rotación son suficientes para obtener una calibración de alta calidad. Aún así, la calibración se puede perfeccionar repitiendo este proceso iterativamente.

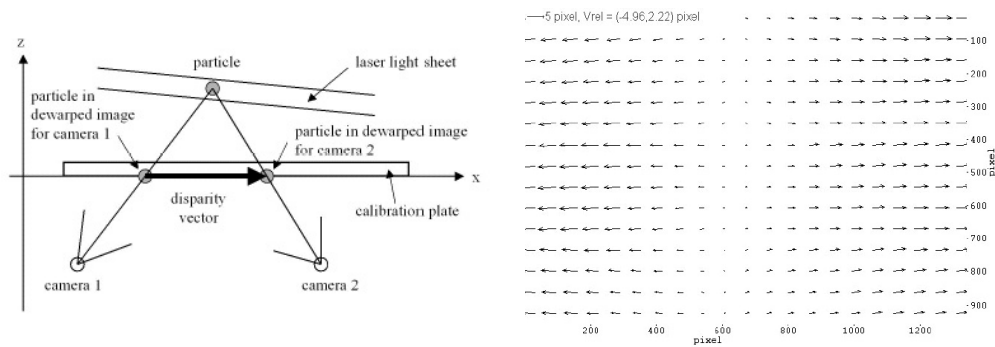


Figura 3.32: Configuración estereoscópica

-El corte láser no coincide con el plano $z = 0$ -Mapa de disparidad obtenido

En la figura 3.32 se ha representado también el mapa de disparidad correspondiente a la calibración de la figura 3.30. Nótese que para más claridad se ha restado a los vectores la velocidad media $(-4.96, 2.22 \text{ pixel}/dt)$. En esta calibración el error de posición de las partículas llega a ser de unos 10 pixels (0.5 mm, para un campo de $60 \times 45 \text{ mm}^2$). Esto supone un error no solo en la posición sino también en la reconstrucción de las tres componentes, al utilizar una correspondencia errónea de los 2 vectores 2-D.

¹Por este mismo motivo, en todas las medidas del capítulo 4, se han enfocado de nuevo las cámaras después de la calibración, utilizando las partículas y no el plano de calibración, para obtener imágenes bien enfocadas

3.4.2. Caracterización del sembrado

Generación de partículas

El PIV necesita la presencia de partículas de pequeño tamaño en el fluido estudiado, pero el sembrado es una operación delicada. Existen muchas formas de proceder y se han probado varias para hallar la más adecuada a las medidas del capítulo 4.

Flujo isoterma

Una manera de generar partículas es hacer burbujear un líquido con aire inyectado desde un recipiente a presión. Las burbujas se llevan gotas de líquido, generando una neblina encima de la superficie líquida. Un tubo de salida permite llevar las partículas al flujo estudiado. Este tipo de aparato recibe el nombre de generador LASKIN. Las configuraciones de los inyectores de aire son muy variantes (véase figura 3.33).

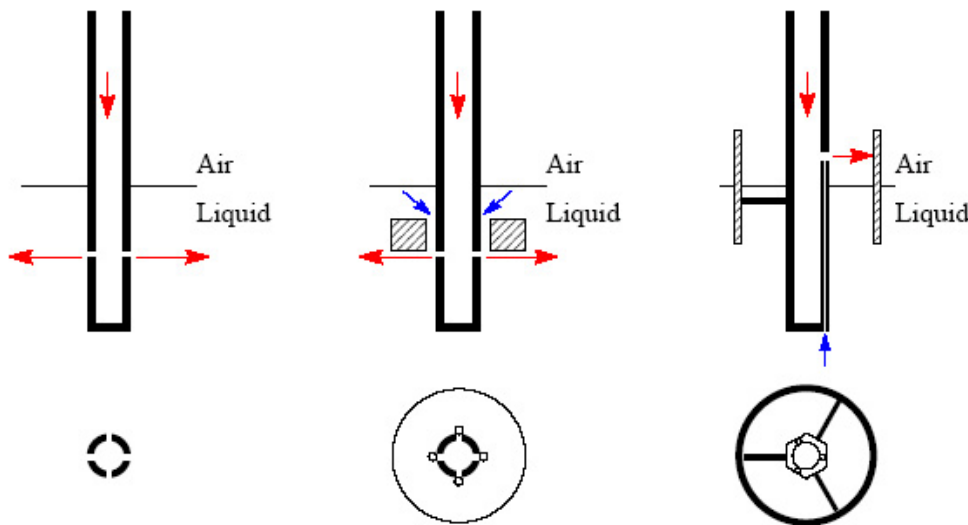


Figura 3.33: Diferentes tipos de inyectores LASKIN

De izquierda a derecha: Configuración utilizada ; LASKIN clásico ; Impactores

La configuración elegida aquí son simplemente agujeros de 1 mm de diámetro con una presión manométrica de inyección pudiendo variar entre 0 y 3 bares en función de la cantidad y la densidad de sembrado necesitada. De hecho se ha visto [19] que este

montaje simple daba resultados relativamente buenos en comparación con la configuración LASKIN clásica. Los resultados de KÄHLER et al. [19] con aceite vegetal se presentan a continuación.

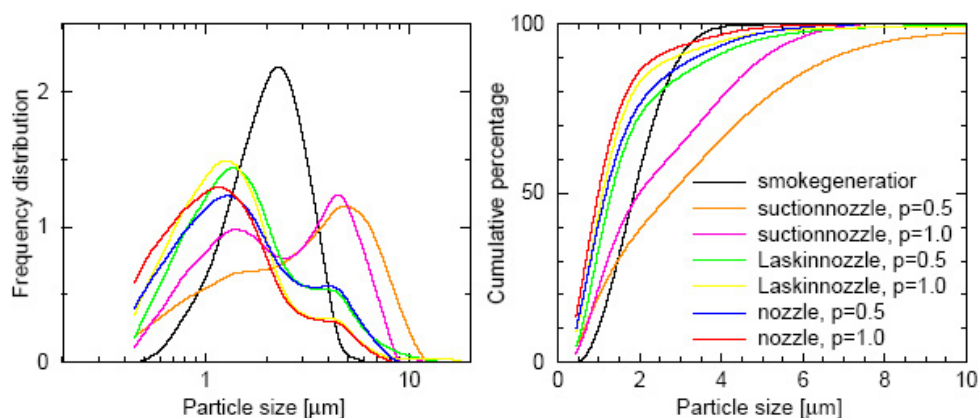


Figura 3.34: Distribución de tamaño de partículas
Para varios tipos de inyectores ; presión p (0.5 y 1 bar).

Estos resultados han permitido diseñar un generador LASKIN adecuado con los requisitos de las medidas. Se probó con agua, pero las gotas se evaporaban con rapidez, perjudicando la calidad del sembrado. Se intentó también con aceite vegetal (como en [19]), pero ensuciaban las superficies y tenía cierta tendencia a colmatar los filtros de la cámara de tranquilización (plenum). Finalmente se ha utilizado una disolución acuosa de propylen-glicol como liquido de sembrado. Ésta da mejores resultados que el agua por su menor presión de vapor. Además al formarse las burbujas tienen cierto tamaño pero al evaporarse el agua en las tuberías, las gotas de sembrado son más pequeñas y pueden llegar a tener un tamaño del orden de $0.75\mu\text{m}$; lo que es favorable para que las partículas sigan mejor al fluido. El propylene-glycol tiene también la ventaja de evaporarse completamente en unas decenas de minutos, y deja así la instalación limpia después de uso. El tamaño de las partículas así conseguidas es un justo compromiso entre su habilidad en seguir el flujo y la cantidad de luz dispersada. De hecho la capacidad a seguir el fluido es inversamente proporcional al volumen de la partícula, y en cambio su dispersión está directamente relacionado con su superficie.

A continuación se enseña una foto de la solución adoptada finalmente para el sembrado en una configuración de chorro libre.

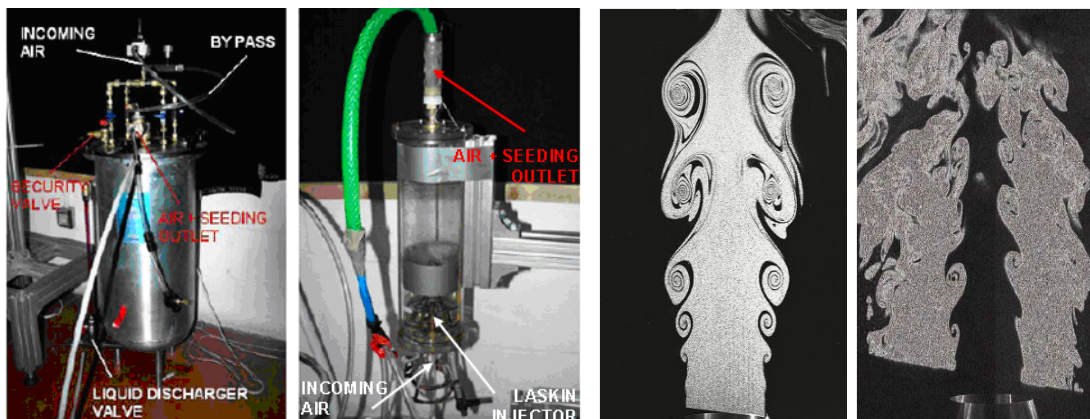


Figura 3.35: Generadores Laskin y sembrado
-Para flujo interno ; -Para flujo externo.

Flujo reactivo

Para el flujo reactivo, no se pueden utilizar partículas de líquido en suspensión, porque se evaporarían debido a las altas temperaturas. Además, los aceites o glicoles son combustibles y perturbarían el comportamiento de la llama. Por ello se tienen que utilizar partículas inertes, como cerámicas.

En este caso se utilizaron partículas de TiO_2 de diámetro nominal $1\mu\text{m}$, por la experiencia de los buenos resultados conseguidos con ellas en el proyecto “CoJeN”. Estas partículas tienden a aglomerarse bajo el efecto de la humedad. Para evitar sembrar el flujo con conglomerados de partículas, se centrifugan en línea para sembrar únicamente con las partículas mas pequeñas.

Para mas detalles sobre el sembrado en flujo caliente, véase el capítulo 4.

3.4.3. Caracterización de la óptica

La técnica de velocimetría por imagen de partículas (PIV) necesita la formación de una hoja de luz láser. El objetivo es iluminar las partículas sembradas en el flujo estudiado para poder tomar imágenes de su difusión con cámaras CCD. Se dispone de un láser Nd:Yag

“Brillant b” de Quantel que proporciona pulsos de alta energía (400 mJ) a intervalos de tiempo Δt (de $1.3 \mu s$ hasta 125 ms), con una frecuencia de 10 Hz. A la salida del láser se coloca una óptica de formación de plano compuesta de dos lentes telescópicas permitiendo ajustar la anchura del plano (enfoque realizable de 300 mm hasta 2000 mm) y de dos lentes cilíndricas divergente que determinan el ángulo de apertura del haz (10° o 20°). Siendo importantes los parámetros que definen la hoja láser (sobre todo su espesor), se ha realizado un estudio de caracterización del plano.

Procedimiento

Para realizar dicho estudio se ha intercalado entre láser y cámara una pantalla semi-transparente (véase figura 3.36); con lo cual se observa la transmisión τ ($\tau \ll 1$) de la luz a través de la pantalla.

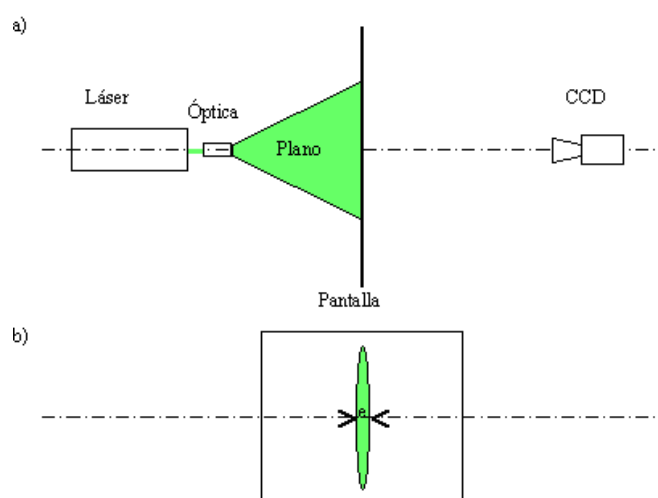


Figura 3.36: Configuración experimental

- a) Vista longitudinal - b) Vista transversal.

Láser, cámara CCD y pantalla están alineados de tal forma que la óptica de formación quede en el centro de la imagen. El reverso de la pantalla tiene una escala métrica para poder realizar el enfoque y calcular la magnificación del objetivo. Las imágenes se han realizado con el diafragma cerrado al máximo ($f\#=22$) para tener la mayor profundidad

de campo. Esto asegura un buen enfoque en el frente y reverso de la pantalla.

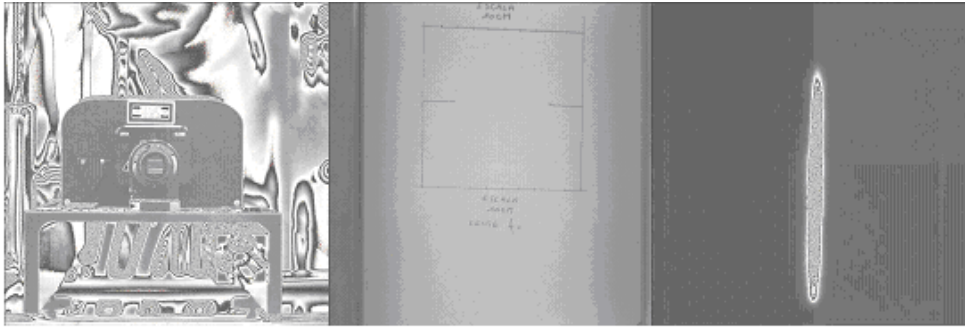


Figura 3.37: Imágenes del láser y del plano

De izquierda a derecha: -Láser y óptica de formación ; -Pantalla y escala métrica ; -
Imagen del plano.

Ajuste de los perfiles

En primer lugar se enfoca el plano a una distancia D_0 de la óptica. Se visualiza el plano láser obtenido para distintas posiciones de la pantalla (de $D_{min}=245$ mm a $D_{max}=755$ mm). Para cada posición se toman 50 imágenes (2048 x 2048 pixels) y se promedian.

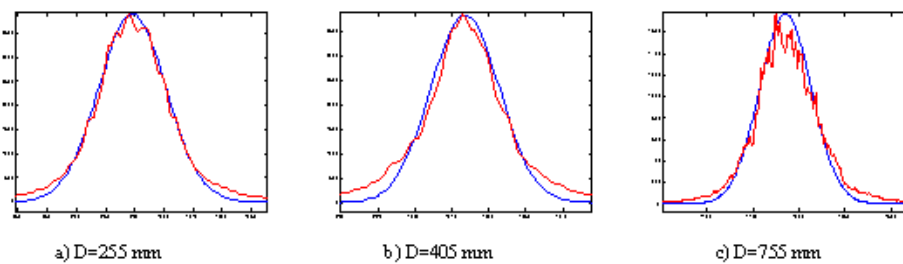


Figura 3.38: Ajuste de los perfiles de intensidad luminosa
para posiciones extremas (a - c) y central (b).

El perfil obtenido es casi gaussiano, y por ello se ajusta la curva obtenida a una gaussiana para determinar el espesor del plano en su centro. Este espesor se define aquí como siendo la anchura de la gaussiana a e^{-2} veces su máximo (86 % de la energía total

del pulso). A pesar de estar amortiguada por la presencia de la pantalla, el perfil gaussiano que se transmite tiene el mismo espesor que el que llega al frente de la pantalla ; con lo cual se mide el espesor real del plano.

Magnificación de la cámara

El espesor así determinado está en pixel de la imagen. Conviene corregir el espesor obtenido mediante la magnificación de la cámara (véase la figura 3.39). Para ello se ha enfocado la cámara sobre el plano de la pantalla que lleva una escala métrica.



Figura 3.39: Magnificación de la cámara

Resultados

El error de medida puede provenir de distintas fuentes. El ajuste de perfil de intensidad entra por poco en el error total cometido. El elevado número de puntos considerados (2048) en este caso asegura un ajuste muy bueno (en términos de menores cuadrados). Las fluctuaciones relativas de energía de los pulsos láser es de un 4 %, pero la intensidad del pulso no afecta el espesor del plano. De hecho si la gaussiana G tiene por ecuación: $G = I_{max}e^{-B(x-C)^2}$, el espesor es $e_{pix} = 2\sqrt{2/B}$; y no interviene la intensidad. El error en la medida de la anchura del plano en pixel $\Delta e_{pix} = \sqrt{2/B}\sqrt{B}$ es del orden de 0.1 %. El error de posicionamiento de la pantalla induce un error de (≈ 0.18 mm) en el espesor del plano (donde es el diámetro del haz a la salida del láser y la distancia de enfoque). El

error relativo en el cálculo de la magnificación es: $\frac{\Delta M}{M} = \frac{\Delta Escala}{Escala} + \frac{\Delta pix}{pix} \approx 1,5\%$. Con lo cual:

$$\begin{aligned}\Delta e_{mm} &= \left(\frac{\Delta pix}{pix} + \frac{\Delta M}{M} \right) e_{mm} \\ \Delta e_{mm} &\approx (1,6\%)e_{mm} + 0,18mm\end{aligned}\tag{3.13}$$

El error total relativo de la medida es del orden de un 7 %.

El espesor mínimo que se puede conseguir con esta óptica es de 1.41 mm y se utiliza este espesor para todas las medidas presentadas en este documento.

Alineación

La metodología PIV consiste en tomar dos imágenes sucesivas de las partículas separadas por un tiempo dt conocido (del orden de microsegundos). Se necesitan dos cabezas láser para asegurar la generación de dos pulsos en un intervalo de tiempo tan corto. Es fundamental que los dos planos coinciden perfectamente en el volumen de medida, si no las partículas iluminadas en los dos instantes de tiempo no son las mismas y resulta imposible establecer correlación ninguna. La alineación de los dos haces es una operación delicada ya que requiere alinear tanto el campo lejano como el cercano. Por otra parte, se alinea a baja potencia por razones de seguridad, pero el comportamiento de la óptica láser puede ser ligeramente distinta a potencia nominal. La figura 3.40 muestra los perfiles obtenidos con cada uno de los dos láseres (maestro y esclavo) a 200 mm del punto de enfoque. A pesar de una ligera desviación se nota a primera vista que los planos casi coinciden. Se observa también que el pulso maestro es ligeramente menos potente que el esclavo (un 6 % menos en la energía total del pulso). En principio esto puede ser molesto a la hora de tratar las imágenes ya que tienen intensidades distintas. No obstante esta diferencia se desprecia al ser pequeña.

La desviación observada entre los dos centroides de las gaussianas es de 0.16 mm por un espesor de plano de aproximadamente 6.5 mm en este caso. El recubrimiento correspondiente de los planos es de un 92 %. Si $a(x)$ y $b(x)$ son los perfiles de intensidad

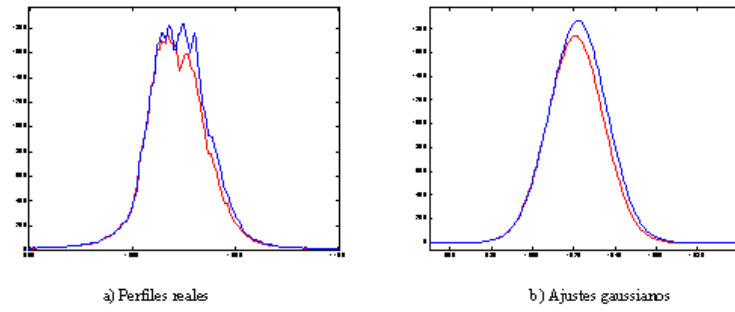


Figura 3.40: Perfiles del plano láser

-En rojo: láser maestro ; -En azul: láser esclavo.

de los planos maestros y esclavos respectivamente, se ha definido el recubrimiento R como:

$$R = \frac{\int_0^\infty a(x)b(x)dx}{\max[\int_0^\infty a^2(x)dx, \int_0^\infty b^2(x)dx]} \quad (3.14)$$

Se ha comprobado también que los planos coincidan casi perfectamente para distintas potencias del láser (del orden de 100 a 200 μm).

Bibliografía

- [1] GARCÍA I VIZCAINO D., 2005, *Sistema láser de medida de velocidad por efecto Doppler de bajo coste para aplicaciones industriales e hidrodinámicas*. Tesis Doctoral 2005. Universidad Politécnica de Cataluña.
- [2] NOGUEIRA GORIBA J., 1997, *Contribuciones a la técnica de velocimetría por imagen de partículas (PIV)*. Tesis Doctoral 1997. Universidad Politécnica de Madrid, Escuela Superior de Ingenieros Aeronauticos, Departamento de Motopropulsión y Termofluidodinámica.
- [3] ADRIAN R.J. 1991, *Particle-Imaging Techniques for Experimental Fluid Mechanics*, Annu. Rev. Fluid Mech., 23:261-304.
- [4] HISHIDA K. and SAKAKIBARA J., 1999, *Combined PLIF-PIV Technique for velocity/Scalar Fields*, Proceedings of The Third International Workshop on PIV'99 - Santa Barbara.
- [5] GAUNTNER J.W., LIVINGOOD J.N.B. and HRYCAK P., 1970, *Survey of literature on flow characteristics of a single turbulent jet impinging in a flat plate*, Nasa Technical Note, Nasa TN D-5652.
- [6] AGIOLETTI M., DI TOMMASO R.M., NINO E. and RUOCCO G., 2003, *Simultaneous visualization of flow field and evaluation of local heat transfer by transitional impinging jets*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 46, pp 1703-1713.

- [7] RAFFEL M., WILLERT C.E., KOMPENHANS J., 2000, *Particle imaging velocimetry : A practice guide*, ed. Springer, pp. 179-184.
- [8] NAURI S., 2004, *Implementación y desarrollo de algoritmos avanzados de LFC-PIV en sistemas de PIV Estereoscópico*, Proyecto de tesis doctoral, Escuela Politécnica Superior de la Universidad Carlos III de Madrid.
- [9] SCARANO F. and RIETHMULLER M.L., 1999, *Iterative multigrid approach in PIV image processing with discrete window offset*, Exp. Fluids, 26, pp 513-523.
- [10] SCARANO F., 2002, *Iterative image deformation methods in PIV*, Meas. Sci.Technol., 19, pp R1-R19.
- [11] NOGUEIRA J., LECUONA A. and RODRIGUEZ P.A., 1999, *Local field correction PIV: on the increase of accuracy of digital PIV systems*, Exp. Fluids, 27, pp 107-116.
- [12] NOGUEIRA J., LECUONA A. and RODRIGUEZ P.A., 2001, *Local field correction PIV, implemented by means of simple algorithms, and multigrid versions*, Meas. Sci.Technol., 12, pp 1911-1921.
- [13] LECUONA A. NOGUEIRA J., RODRIGUEZ P.A., and SANTANA D., 2002, *Accuracy and time performance of different schemes of the local field correction PIV technique*, Exp. in Fluids, 33, pp 743-751
- [14] NOGUEIRA J., LECUONA A., RUIZ-RIVAS J., RODRIGUEZ P.A., 2002, *Analysis and alternatives in two-dimensional multigrid particle image velocimetry methods: application of a dedicated weighting function and symmetric direct correlation*, Meas.Science and Technology, 13, pp 963-974.
- [15] textscLourenco L., KROTHAPALLI A. , 2005, *On the accuracy of velocity and vorticity measurements with PIV*, Exp. Fluids, 18, pp 421-428.

- [16] textscPrasad A.K., ADRIAN R.J., LANDRETH C.C., OFFUTT P.W., 1992, *Effect of resolution on the speed and accuracy of particle image velocimetry interrogation*, Exp. Fluids, 27(2), pp 107-116.
- [17] WESTERWEEL J., 1997, *Fundamentals of Digital Particle Image Velocimetry*, Meas. Sci. Technol. 8: 1379-1392.
- [18] HJEMFELT A.T. and MOCKROS L.F., 1996, *Motion of discrete particles in a turbulent fluid*, Appl. Sci. Res. 16 149.
- [19] KÄHLER C.J., SAMMLER B.S. and KOMPENHANS J.K., 2001, *Generation and control of particle size distributions for optical velocity measurement techniques in fluid mechanics*, 4th Int. Symp. on PIV, Göttingen.
- [20] WESTERWEEL J. NIEUWSTADT F.T.M., 1991, *Performance tests on 3-dimensional velocity measurements with a two-camera digital particule-image velocimeter*, Laser Anemometry Advances and Applications, Vol. 1, ASME, New York, pp. 349-355.
- [21] NOGUEIRA J., LECUONA A., RODRÍGUEZ P.A., 2001, *Identification of a new source of peak locking, analysis and its removal in conventional and super-resolution PIV techniques*, Exp. Fluids, 30, pp 309-316.
- [22] ADRIAN R.J., 1993, *Stereoscopic particle image applied to liquid flows*, Exp. Fluids, 15, pp. 49-60.
- [23] HUANG H.T., FIEDLER H.E., WANG J.J., 1993, *Limitation and improvement of PIV. I. Limitation of conventional techniques due to deformation of particle patterns.*, Exp. Fluids, 15, pp. 168-174.
- [24] HUANG H.T., FIEDLER H.E., WANG J.J., 1993, *Limitation and improvement of PIV. II. Particle image distortion, a novel technique.*, Exp. Fluids, 15, pp. 263-273.

- [25] JAMBUNATHAN K., JU X.Y., DOBBINS B.N., ASHFORTH-FROST S., 1995, *An improved cross correlation technique for particle image velocimetry.*, Measurement Sci. Technol, 6, pp. 507-514.
- [26] WIENEKE B., 2003, *Stereo-PIV using self-calibration on particle images*, 5th International Symposium on Particle Image Velocimetry, Busan, Korea, September 2003, Paper 3106.
- [27] WESTERWEEL J., 1993, *Digital Particle Image Velocimetry, Theory and Application*, Delft, University Press.
- [28] WESTERWEEL J., 1994, *Efficient Detection of Spurious Vectors in Particle Image Velocimetry data Sets*, Exp. Fluids, Vol. 16, pp. 236-247.
- [29] NOGUEIRA J., LECUONA A. and RODRÍGUEZ P.A., 1997, *Data validation, false vectors correction and derived magnitudes calculation on PIV data*, Vol 8, no. 12, pp. 1493-1501.
- [30] NAURI S., LEGRAND M., LECUONA A., RODRÍGUEZ P.A., NOGUEIRA J., 2005, *Combination of 2D-2C PIV advanced algorithm and Stereo-PIV*, 13th Int. Symp. on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics. Lisbon, Portugal.
- [31] NOGUEIRA J., LEGRAND M., NAURI S., RODRÍGUEZ P.A., LECUONA A., 2008, *Analysis of the vortex street generated at the core-bypass lip of a jet engine nozzle*, Topics in Applied Physics A-112, pp 419-528.
- [32] RAFFEL M., WILLERT C.E., KOMPENHANS J., 2000, *Particle Image Velocimetry*, ed, Sringer, ISBN XXXX.
- [33] NOGUEIRA J., LECUONA A., NAURI S., LEGRAND M., RODRÍGUEZ P.A., 2008, *Multiple Δt strategy for PIV error correction in a hot propulsive jet facility*, to be published in Measurement Science and Technology.

- [34] KEAN R.D., ADRIAN R.J., 1993, *Theory of cross-correlation analysis of PIV images*, Flow Visualization and Image Analysis. Kluwer Academic Publishers, The Netherlands. pp: 1-25.
- [35] ADRIAN R.J., 1995, *Limiting resolution of particle image velocimetry for turbulent flows*, Advance in turbulence research pp1-19.
- [36] FINCHAM A.M., SPEDDING G.R., 1997, *Low-cost, high resolution DPIV for measurement in turbulent fluid flows*, Exp. in Fluids 23: pp 449-462.
- [37] LECUONA A., NOGUEIRA J., RODRÍGUEZ P.A., 1998, *Flowfield vorticity calculation using PIV data*, Journal of Visualization, 1 pp 183-193.
- [38] LECUONA A., NOGUEIRA J., RODRÍGUEZ P.A., ACOSTA A., 1998, *PIV Evaluation Algorithms for Industrial Applications*, Meas. Sci. Technol. 12: 1911-1921.
- [39] NOGUEIRA J., LECUONA A., RODRÍGUEZ P.A., ALFARO J.A., ACOSTA A., 2004, *Limits on the resolution of correlation PIV iterative methods. Practical implementation and design of weighting functions*, Experiments in fluids. 38 (in press).
- [40] SCARANO F. and RIETHMULLER M.L., 2000, *Advances in iterative multigrid PIV image processing*, Exp. Fluids. 29/7: S51-S60.
- [41] WESTERWEEL J., 1998, *Effect of sensor geometry on the performance of PIV*, 9th Int. Symp. on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics. Instituto Superior Técnico, Lisbon, Portugal.
- [42] WESTERWEEL J., DABIRI D., GHARIB M., 1997, *The effect of a discrete window offset on the accuracy of cross-correlation analysis of digital PIV recordings*, Experiments in fluids 23: pp 20-28
- [43] WILLERT C., 1997, *Stereoscopic digital image particle velocimetry for application in wind tunnel flows*, Meas. Sci. Technol. 8: pp 1465-1479.

- [44] NAURI S., NOGUEIRA J., LECUONA A., LEGRAND M., RODRÍGUEZ P.A., 2007, *Limits and accuracy of the Stereo LFC-PIV Technique*, 7th International Symposium on Particle Image Velocimetry Italy, September 11-14.
- [45] LAVISION GMBH, 2005, *DaVis Flow Master Software*, DaVis Flow Master Software Manual for DaVis 7.1. Göttingen, Printed in Germany.

FAMILIARIZACIÓN Y EXPERIENCIA PRELIMINAR CON PIV Y QUEMADORES

Índice General

4.1. STEREO-PIV Y ALGORITMOS AVANZADOS	133
4.2. CAMPAÑA DE MEDIDA EN “CoJEN”	135
4.2.1. Descripción breve de la instalación	135
4.2.2. Descripción del sistema de PIV	137
4.2.3. Experiencia adquirida	142
4.3. EXPERIENCIA CON LSB	144
4.3.1. Estancia en Leeds	145
4.3.2. Proyecto nacional “TERMOPIV”	145
4.3.3. Estancia en el LBNL de Berkeley	146

Adquirir experiencia en el campo del PIV y de los quemadores estabilizados por swirl es un objetivo secundario de la tesis, pero esta experiencia es fundamental y necesaria para la aplicación del PIV estereoscópico a quemadores.

Buena parte de la experiencia con PIV fue adquirida a lo largo de la realización y preparación del proyecto europeo “CoJeN” (Computational Coaxial Jet Noise). Una campaña de medida de S-PIV a escala industrial tuvo lugar en este proyecto. Se participó en la preparación del proyecto, tanto al nivel de equipos de adquisición como en el estudio de la robustez y viabilidad de algoritmos avanzados en PIV estereoscópico.

Por otro lado, la familiarización con quemadores estabilizados por swirl dio lugar a dos estancias (Leeds y Berkeley) y la integración en un proyecto de investigación del plan nacional, “TERMOPIV”, descrito también a continuación.

4.1. STEREO-PIV Y ALGORITMOS AVANZADOS

Para realizar unas medidas fiables de S-PIV, es importante conocer sus limitaciones. Es posible mejorar el procesado de imágenes para obtener resultados mas fiables, pero conviene estudiar el comportamiento de la configuración estereoscópica cuando se acopla con algoritmos avanzados.

La Velocimetría por Imagen de Partículas con algoritmos avanzados (multi-grid, distorsión de la imagen, o "Local Field Corrección", entre otros) ha sido probada en el pasado para obtener dos componentes de la velocidad en un dominio bidimensional (2D-2C). Comparada con algoritmos tradicionales, estas técnicas avanzadas han demostrado mejoras en tres aspectos importantes: robustez, resolución espacial y habilidad en resolver amplios gradientes de desplazamientos. No obstante, es posible que algunas de estas características no se conserven cuando se apliquen a técnicas estereoscópicas, que permiten evaluar las tres componentes de la velocidad (2D-3C PIV). Un ejemplo es la utilidad cuestionable de tener una buena resolución cuando el espesor del plano láser es más de 20 o 30 píxeles. En esta situación, si las estructuras del flujo ortogonales al plano son del mismo tamaño que las dentro del plano de luz, la única forma de resolverlas es de ampliar esta zona del flujo hasta que el espesor del plano sea más pequeño que estas estructuras. En consecuencia, las estructuras dentro del plano no necesitan excesiva resolución.

Los beneficios que quedan por analizar son las robustez y la capacidad en tratar grandes gradientes de desplazamientos. En este aspecto se participó como co-autor en dos artículos ([1] y [2]) que exploran las capacidades y prestaciones de LFC-SPIV y del software comercial (multi-grid con deformación de la imagen) empleado en este trabajo.

A pesar de la amplia aplicación de la PIV a escalas industriales, se sigue invirtiendo esfuerzos significantes para aumentar su aplicabilidad, capacidades y precisión. Esto incluye el desarrollo de nuevos algoritmos y técnicas. Dentro de ello destacan dos ramas:

- Los convencionalmente llamados “algoritmos avanzados” que se dedican a la mejora de PIV bidimensional, diseñada para medir dos componentes de la velocidad (2D-2C PIV). Los objetivos principales de estos algoritmos son el incremento de la resolución espacial, la capacidad en resolver grandes gradientes de velocidad y un aumento de la robustez

cuando se tratan relaciones señal-a-ruido (SNR) bajas.

- PIV estereoscópico. Esta técnica combina la información procedente de dos ángulos de vista diferentes del flujo estudiado para reconstruir la tercera componente de la velocidad.

La combinación de algoritmos avanzados y de Estéreo-PIV es un campo que ha de ser investigado. En flujos e instalaciones experimentales típicos, esta combinación puede no conservar los méritos de ambas técnicas.

Con fin de evitar la superposición de la información a lo largo del ancho de plano, se necesitan longitudes características del orden de 10 veces el espesor del plano, o más. Así solo el 10 % o menos de una estructura se promedia en el ancho de plano. En consecuencia, la mejora de la resolución de los algoritmos para las estructuras en la dirección del plano es inútil debido al solape de la información en el espesor del plano.

A pesar de las consideraciones anteriores, se tiene que profundizar en las otras dos ventajas que proporcionan los algoritmos avanzados (robustez y capacidad de resolver grandes gradientes). Aún considerando el caso de estructuras de longitud característica grande frente al espesor del plano, ambas ventajas deberían ser válidas y útiles para el investigador. Su habilidad con los grandes gradientes, dentro de otras posibilidades, permite aumentar el intervalo de tiempo entre imágenes (Δt). Eso suele reducir el efecto de las limitaciones de la resolución subpíxel (medidas mejores con la misma resolución subpíxel).

La ganancia en robustez juega un papel particularmente interesante a la hora de afrontar problemas de pérdidas de parejas fuera del plano o de gradientes de densidad de sembrado. Su capacidad en tratar con tales problemas permite aumentar el Δt y con ello el rango dinámico de la medida.

Conocer las limitaciones en resolver grandes gradientes y afrontar la pérdida de partículas en 2D-3C PIV con algoritmos avanzados ha sido muy valioso para diseñar el experimento del capítulo 6.

4.2. CAMPAÑA DE MEDIDA EN “CoJeN”

En el transcurso del periodo doctoral, se ha tenido la oportunidad de participar activamente en el proyecto europeo “CoJeN”: Computational Coaxial Jet Noise. El objetivo del proyecto era simular y caracterizar el ruido que generan los chorros coaxiales emergentes de las toberas de motores de aviación civil contemporáneos (véase figura 4.1).

Más concretamente, la tarea del grupo de investigación de la universidad Carlos III de Madrid era generar una base de datos fiable para comparar/validar los códigos de simulación numérica de la parte aerodinámica.



Figura 4.1: Dos tipos de toberas ensayadas.

Izquierda: “Short-cowl”; Derecha: “Short-cowl con corrugaciones”.

Para ello ha tenido lugar una campaña de medida muy extensa en el Noise Test Facility (NTF) de QinetiQ, en Farnborough, Inglaterra. Varios equipos de investigación internacionales realizaron medidas simultáneas, debido al alto coste de operación del sistema.

Esta campaña de medida ha sido una experiencia única para aprender y adquirir experiencia en sistemas de medida de PIV a escala industrial. Las complicaciones afrontadas en esta estancia han sido muy valiosos a la hora de aplicar la técnica de medida al quemador.

4.2.1. Descripción breve de la instalación

Para recrear la situación en vuelo de las toberas, se necesita una sección de pruebas que minimice las reflexiones de sonido. Por eso, todas las medidas se han realizado en la cámara anecoica del NTF ($\sim 30 \times 30 \times 30 \text{ m}^3$, una de la cámaras anecoicas mas grande del

mundo). El revestimiento de las paredes de la instalación con conos de material de alto coeficiente de absorbsión acústico permite reproducir el ambiente de atmósfera abierta.

No resulta viable económicamente realizar medidas a escala real. Por eso se ha medido con un modelo de toberas a escala 1/10 ($D_{tobera} \sim 20$ cm), la escala mas pequeña que permite conservar la propiedades acústicas del flujo. Las altas velocidades del chorro (número de MACH cercano a la unidad), necesitan de unos compresores muy potentes (véase foto en la figura 4.2). En condiciones reales, el chorro que sale de la turbina es caliente y se han de recrear estas condiciones en el experimento. Por eso el chorro central se calienta a temperaturas de hasta 800°C.

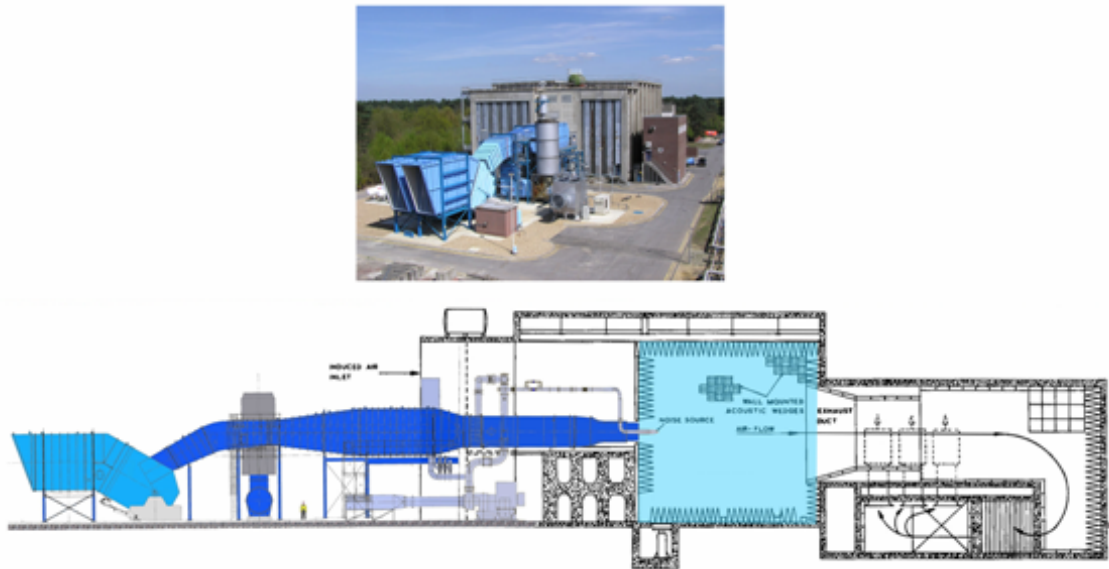


Figura 4.2: Instalación experimental.

Arriba: Foto aérea; Abajo: Esquema de la instalación.

Las toberas coaxiales se montan en el centro de una pared de la cámara anecoica, dentro de una tubería de 2 metros de diámetro donde se genera un chorro simulando la velocidad de vuelo. En otro extremo de la cámara existe una salida para permitir el escape del chorro.

La campaña de medida se realizó en dos fases principales.

- En primer lugar, las medidas acústicas se realizaron con la cámara vacía, para evitar

cualquier fuente posible de reflexiones. Una matriz de micrófonos en el suelo registraba el campo acústico lejano, para poder establecer la intensidad acústica y su directividad, así como identificar fuentes de sonido (figura 4.3a).

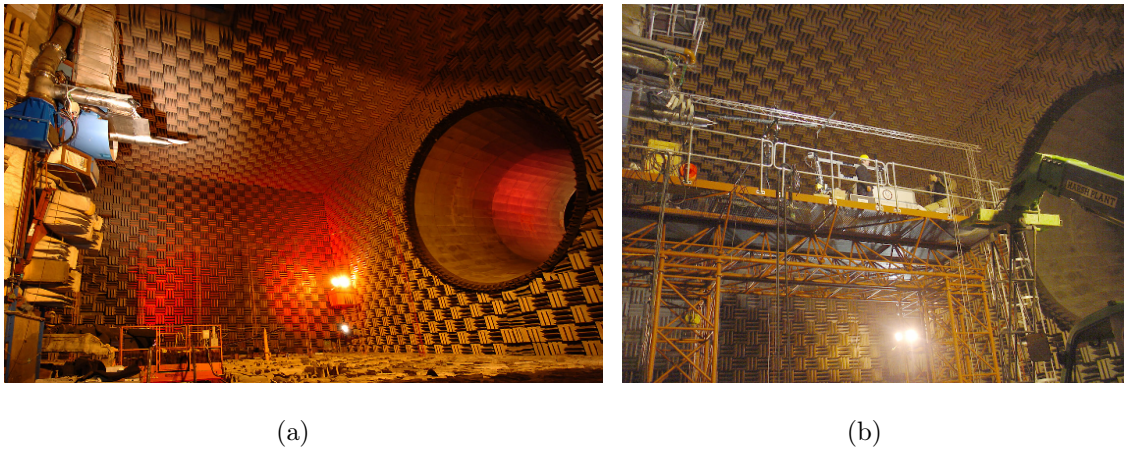


Figura 4.3: Interior de la cámara anecoica.

(a) Para medidas acústicas; (b) Configuración con pasarela para medidas aerodinámicas

- En la segunda fase, como ilustra la figura 4.3b, fue necesario montar una pasarela para poder instalar los equipos de medida. Dos equipos de PIV (2D-3C y 2D-2C) y uno de LDA se instalaron a la vez para realizar medidas simultáneas del campo fluido en varias posiciones. Por otra parte, una baterías de micrófonos lineales y azimutales se dispusieron cerca de la salida de las toberas para estudiar el campo acústico cercano y identificar fuentes de ruido.

4.2.2. Descripción del sistema de PIV

Dado la complejidad y las complicaciones que se dan a escala industrial, hubo una fase de preparación donde se diseñó el equipo de medida y su integración en la instalación experimental. Participar en la preparación del proyecto fue importante para tener una idea clara de cómo diseñar un equipo de medida completo y robusto.

Diseño del equipo de medida

Laser

Las condiciones de medida, a 8 metros de altura, sobre una pasarela de 12 metros de largo y menos de 3 metros de ancho, obligaron diseñar un sistema de medida compacto y robusto que pudiera operar de forma fiable en el duro ambiente del experimento. Este sistema se presenta en la figura 4.4.



Figura 4.4: Equipo de medida: Fuente de luz, sincronización y adquisición de datos.

Nota: En estas fotos, se han quitado los paneles estancos de la parte inferior para tener acceso al interior de la caja.

El ordenador, la unidad de sincronización y las unidades de potencia y refrigeración del laser están en el compartimiento inferior. Las cavidades de resonancia y la óptica de formación de plano están en la parte superior, evitando así interferencias. A la salida del laser, un periscopio permite orientar los haces verticalmente para iluminar el chorro en un plano axial-radial.

Un ventilador se montó en una de las paredes de la caja inferior para generar una sobrepresión en su interior, evitando así posibles infiltraciones de sembrado, capaces de dañar el equipo óptico delicado, o la electrónica.

Cámaras

Las cámaras se montaron en dos brazos verticales, a cada lado de la caja del laser, para operar en configuración estereoscópica, como indica la figura 4.5a.

Las condiciones ambientales dentro de la cámara anecoica no permiten la presencia de personal investigador mientras el chorro está en marcha. El nivel acústico en el suelo (superior a 130 dB_A), la presencia de láseres y de alta tensión hace necesaria la operación remota del sistema de medida entero.

Desconociendo a priori el nivel de intensidad recibido por las cámaras, se decidió

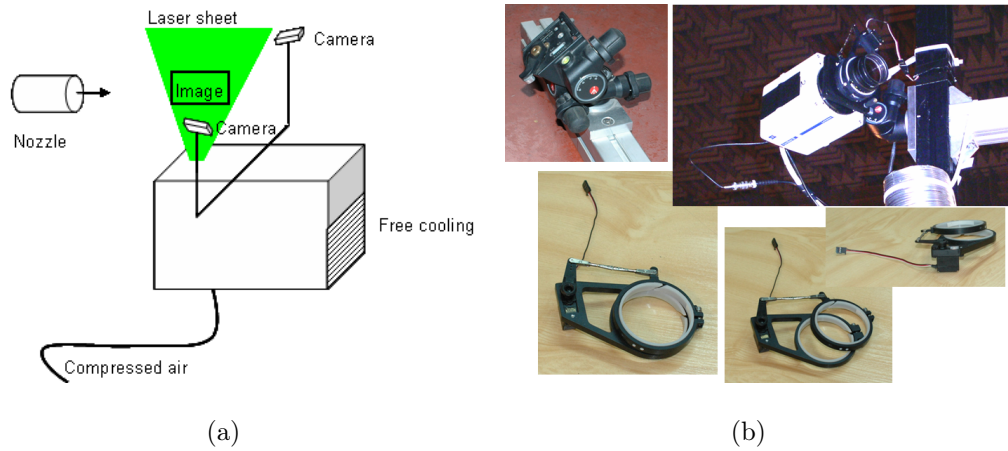


Figura 4.5: Disposición de las cámaras.

(a) Posición de las cámaras en configuración estereoscópica; (b) Cámaras, sistema de fijación y control remoto de los diafragmas

montar en los objetivos de las cámaras un sistema de operación remoto del diafragma, permitiendo regular el nivel de luz recibido por los CCD. Este sistema de desarrollo propio del grupo de investigación, representado en fotografías en la figura 4.5b, se reveló muy útil al realizar las medidas y para modificar la apertura del diafragma cuando cambiaba la densidad de sembrado.

Integración del sistema en el NTF

Dado el tamaño de la instalación y el peso de la caja, se necesitó una grúa para llevar el equipo a la pasarela (fotos de la figura 4.6).

La instalación de la caja, la fijación de las cámaras, el cableado completo del sistema (~ 25 kg de cables) y las comprobaciones iniciales duraron varios días. Este intervalo de tiempo evoca la complejidad de integrar un equipo de medida en una instalación industrial de estas dimensiones.

Sembrado

El sembrado utilizado (partículas de TiO_2 de diámetro nominal $d_p \sim 0.3\mu\text{m}$) se probó en el laboratorio de Madrid, para validar la elección del sembrado. A pesar de estas

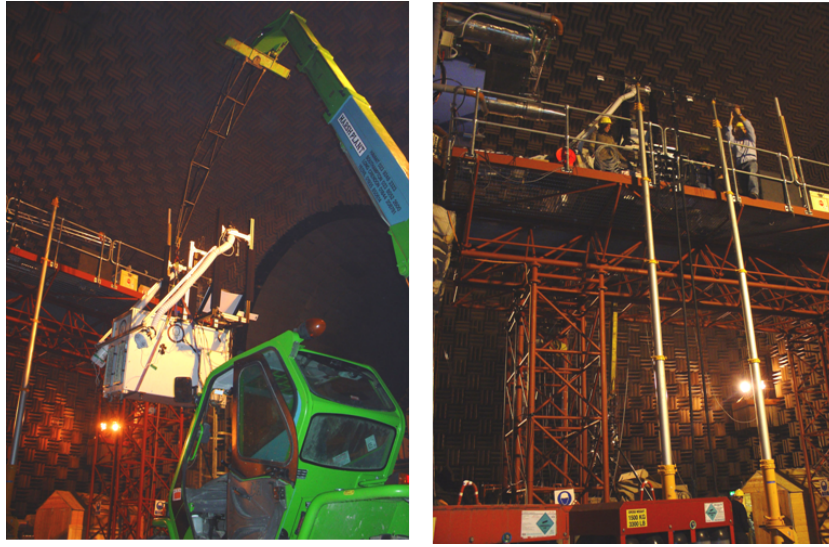


Figura 4.6: Integración del equipo en la pasarela de medida del NTF.

pruebas y precauciones, la generación de un sembrado apropiado fue un problema agudo en la campaña de medidas. La cantidad de sembrado necesaria es muy importante en un chorro de tal tamaño ($V_{max} \sim 1500$ km/h y $D_{tobera} \sim 20$ cm). Para ello, se necesitó un nuevo sembrador capaz de asumir esta capacidad. El sembrado empleado incluye un lecho fluido y un ciclón para separar las partículas más gordas.

Las condiciones atmosféricas en Inglaterra durante la campaña de medida (mes de diciembre) son de tiempo frío y húmedo. La alta humedad relativa llevó a la aglomeración de las partículas de TiO_2 secadas en hornos eléctricos, fenómeno que no se había observado en el laboratorio en Madrid. Se necesitó generar el sembrado no con aire húmedo, sino con nitrógeno seco, para evitar la aglomeración de partículas. Este sembrado se usó para el chorro central y el by-pass (figura 4.7a).

Para el flujo simulando las condiciones de vuelo, se utilizó un generador de humo con aceite, en una sección de la tubería solo, para evitar sembrar zonas no iluminadas. Los sembradores y un ejemplo de imagen de PIV se presentan en la figura 4.7.

Esta experiencia con los problemas de sembrado permitió darse cuenta de la importancia crucial de este aspecto de la medida, tanto en el sistema de generación elegido como en el tipo de partículas elegidas. Esta experiencia se aprovechó a la hora de diseñar un

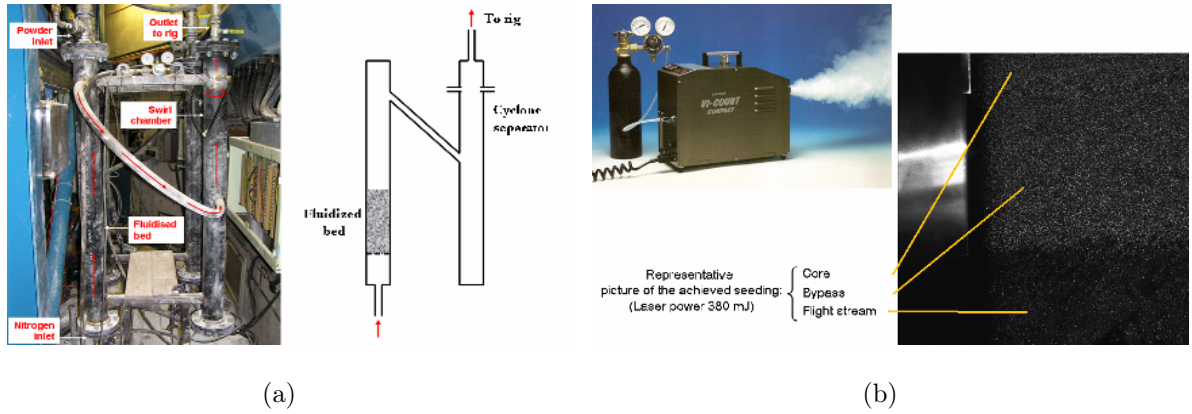


Figura 4.7: Generación de sembrado.

(a) Generador de partículas para el núcleo y el by-pass; (b) Generador de partículas

sembrador para el quemador del capítulo 6.

Realización de las medidas

La operación de la instalación siendo muy costosa (del orden de 10 000 £ al día), se realizaron varias medidas simultáneamente. Un ejemplo de estas medidas se presenta a continuación (figura 4.8).

Los equipos de medida están montados en unos railes que permiten desplazarlos en dirección axial respecto al chorro, para poder seguir la pluma y explorarla hasta 8 diámetros aguas abajo de las toberas. Esto implica sincronización entre los diferentes grupos; y sobre todo una preparación excelente, ya que si falla el sistema o se han estimado mal los parámetros de adquisición, no se puede repetir la medida.

Por eso se calculó con anterioridad el Δt mas adecuado entre imágenes para poder resolver gradientes de velocidad importantes y tener un buen rango dinámico de medida. Además se eligió una estrategia de 3 Δt para poder estimar el error proporcional al Δt , y separarlo del error proporcional al tamaño del pixel. Se ha revelado una estrategia acertada a la hora de estimar el peak-locking y el error debido al read-out de las cámaras.

Resultados detallados se presentan en [13].

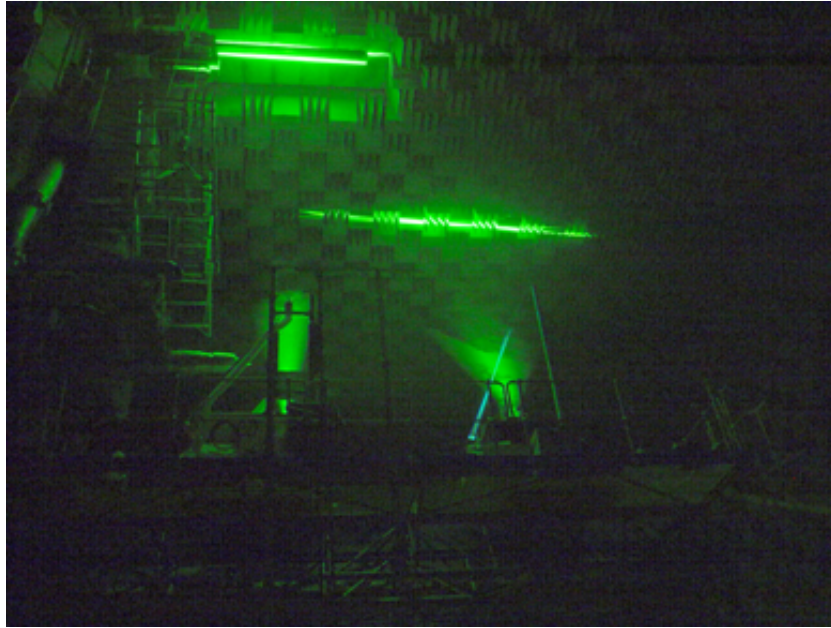


Figura 4.8: Realización de medidas simultaneas.

De izquierda a derecha: PIV 2D-3C, LDA, y PIV 2D-2C.

4.2.3. Experiencia adquirida

La realización del proyecto CoJeN ha sido una experiencia muy formadora. La preparación de la medida, la adquisición de imágenes en un entorno industrial y el tratamiento de datos han permitido contemplar todos los aspectos de la medida, tanto teóricos como prácticos.

Preparación de la medida

- Diseñar y desarrollar un equipo de medida robusto y sencillo de operar. Se ha revelado importante para la buena operación del sistema la sencillez del equipo y sus controles. Además, en tal entorno, el equipo tenía que ser robusto para aguantar vibraciones importantes, cambios de temperatura, una atmósfera contaminada por las partículas y desplazamientos frecuentes a lo largo de los raíles. Además había de resistir el traslado a Inglaterra con plena integridad y a un coste abordable.

- Elegir una estrategia de varios Δt : importante para acotar y asesorar el error de medida [13]).

- Importancia del sembrado. Es difícil obtener la densidad de sembrado adecuada, y sobre todo la homogeneidad entre los tres flujos, necesaria para evitar problemas en la correlación.

Realización de la medida

- Realizar medidas en un entorno de escala industrial, con las complicaciones que añade comparado a un experimento controlado en el laboratorio.

Reducción de datos

- Tratamiento de datos y estimación del error. Se presenta a continuación una serie de resultados, sin pretender entrar en detalle. La caracterización del error de medida se ha revelado un aspecto fundamental de la medida, especialmente a la hora de ofrecer un intervalo de confianza para establecer comparaciones con otros datos.

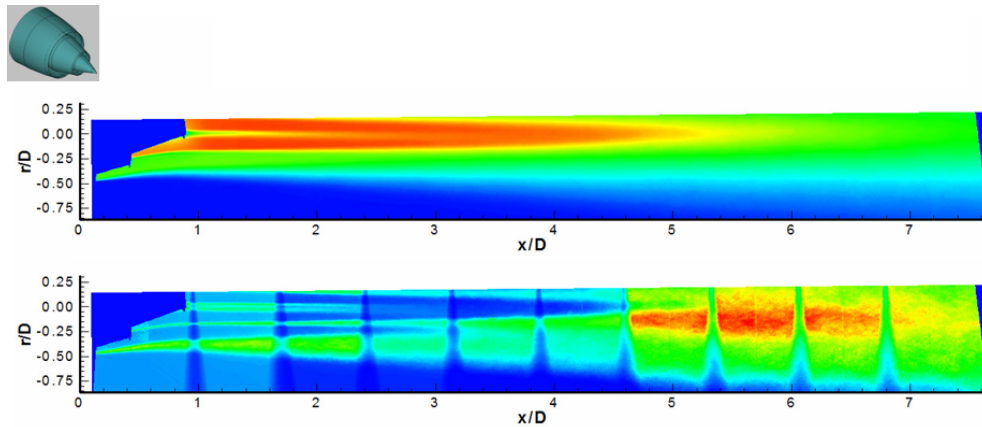


Figura 4.9: Campo de velocidad axial media en una pluma (tobera en configuración “short-cowl”).

Arriba: Velocidad axial media; Abajo: Intervalo de confianza a 99 %. No se presentan escalas por razones de confidencialidad.

Los intervalos de confianza presentados incluyen la dispersión estadística y los errores debidos al peak locking. El error debido al read-out de las cámaras se ha reducido empleando el método descrito en [13], pero persiste un error que se ha tenido en cuenta en

estas gráficas. Los vectores erróneos o “dudosos” no se han tenido en cuenta y para ello se ha seguido los procedimientos establecidos en el capítulo siguiente.

- Importancia de las escalas de turbulencia y de la resolución espacial de la medida. El PIV tiene limitaciones en cuanto a resolución espacial, particularmente en configuración estereoscópica, ya que integra la información a la largo del ancho del plano de luz. Esto es fundamental a la hora de comparar con datos numéricos que suelen tener una resolución espacial mucho mejor debido a las exigencias de los esquemas numéricos.

- Organización de una base de datos. El volumen de datos adquirido es muy importante (del orden de vario tera-bytes), y es fundamental reducir los datos y generar una base de datos organizada y disponible para los colaboradores.

- Comparaciones con datos numéricos. Dado el volumen de datos (experimentales y numéricos), no es un problema trivial y es importante la elección de qué comparar.

Por otra parte, los esquemas numéricos no predicen asimetrías en las estadísticas si las condiciones de contorno son simétricas. Sin embargo en la práctica, el flujo siempre ofrece asimetrías mas o menos pronunciadas. Esto presenta una dificultad adicional a la hora de comparar.

Finalmente las estadísticas del flujo (media, turbulencia, tensor de REYNOLDS) se revelan a menudo insuficientes para revelar las discrepancias entre experimento y simulación. Sin embargo es imprescindible entender estas diferencias para mejorar los códigos. Precisamente de esta necesidad surgió el objetivo de desarrollar nuevas herramientas de comparación, detalladas en el capítulo siguiente.

4.3. EXPERIENCIA CON LSB

A pesar de ser una tecnología relativamente bien implantada en turbinas de gas de ultima generación, los quemadores estabilizados por swirl están en constante evolución para responder a las exigencias de prestaciones y las limitaciones de emisiones impuestas por los gobiernos europeos.

Para diseñar y desarrollar un quemador estabilizado por giro ha sido importante en primer lugar entender los mecanismos de formación de contaminantes y conocer el panora-

ma de soluciones tecnológicas para minimizar estas emisiones. A continuación se presenta la experiencia adquirida en el campo de quemadores estabilizados por giro, que ha sido muy valiosa a la hora de diseñar un quemador LSB.

4.3.1. Estancia en Leeds

En el marco de la tesis doctoral, se ha tenido la oportunidad de asistir a un curso de la universidad de Leeds (Inglaterra) titulado “Ultra Low NO_x Gas Turbine Combustion”, en enero del 2007. Este curso, de una semana, ha permitido adquirir un conocimiento amplio de las soluciones tecnológicas actuales para reducir emisiones de NO_x en turbinas de gas, sean industriales o aero-derivadas.

Gran parte de esta experiencia ha sido útil para llevar a cabo un estado del arte, que se ha presentado en el capítulo de introducción y fijar el marco de esta tesis.

4.3.2. Proyecto nacional “TERMOPIV”

En el entorno del trabajo realizado en esta tesis, se está colaborando estrechamente con la universidad de Zaragoza en el marco del proyecto “TERMOPIV: Combustión y transferencia de calor analizadas con PIV avanzado” (financiado por el Ministerio de Educación y Ciencia: ENE2006-13617). Esta tesis forma parte integrante de TERMOPIV, respondiendo a los objetivos definidos en el proyecto. Como extensión de este trabajo y aplicación a un quemador industrial se están preparando unas medidas en un quemador de carbón estabilizado por swirl de 500 kW. El quemador se encuentra en la universidad de Zaragoza y se ha tenido la oportunidad de visitar la instalación para preparar las medidas futuras de PIV en el quemador.

En paralelo, el equipo numérico del área de maquinas y motores térmicos de Zaragoza está llevando a cabo simulaciones tanto en el quemador industrial como en el quemador que se ha diseñado en esta tesis. La base de datos generado en este trabajo servirá de base para la validación de los métodos numéricos empleados. Por otra parte se está construyendo un modelo a escala 1/2 del quemador de Zaragoza para realizar medidas de PIV en flujo no reactivo y así validar las simulaciones llevadas a cabo en este quemador.

4.3.3. Estancia en el LBNL de Berkeley

Se realizó un estancia de 10 semanas en el “Lawrence Berkeley National Laboratory” (LBNL), en Berkeley, California. El grupo receptor es líder en este aspecto desarrollando quemadores de ultra bajas emisiones ($\text{NO}_x < 5 \text{ ppmV}$); y ofreciendo soluciones tecnológicas a grupos industriales importantes del sector energético (Siemens, Westinghouse y Solar Turbine). Además, el LBNL es la cuna histórica de los LSB, donde se desarrolló y patentó la idea al principio de los años 90.



Figura 4.10: Ejemplo de quemador “Low Swirl” disponible en el LBNL.

El propósito de la estancia fue en primer lugar aprender con expertos en el tema la tecnología LSB. En segundo lugar, asesorar el banco de medidas disponible en el LBNL (alineamiento del haz láser, óptica de formación de plano, sincronización y adquisición de datos...). Finalmente, aplicar la técnica de medida a las cámaras de combustión del LBNL (véase figura 4.10) y realizar medidas de PIV en calidad de “experto”. Se realizaron las medidas para distintas potencias ($20 < Q < 200 \text{ kW}$); y para distintos combustibles: metano y hidrógeno para futuras aplicaciones con “SynGas” (combustible generado a partir de

gasificación de biomasa o cracking de residuos de refinería).

Estas medidas han permitido por un lado caracterizar el campo fluido y el mecanismo de estabilización de la llama. Por otro lado, son muy útiles a la hora de generar una base de datos para validar códigos de simulación numérica. De allí nació una estrecha colaboración con el equipo numérico en términos de comparación de resultados y reducción de datos (perfiles de velocidad media y de energía cinética turbulenta, intervalos de confianza, espectros de turbulencia, post proceso de datos, escalas integrales, análisis de estructuras coherentes...).

Desafortunadamente, los datos obtenidos están bajo un acuerdo de confidencialidad y no se pueden presentar en este documento. Solo se presentan algunos resultados sin escala en la figura 4.11.

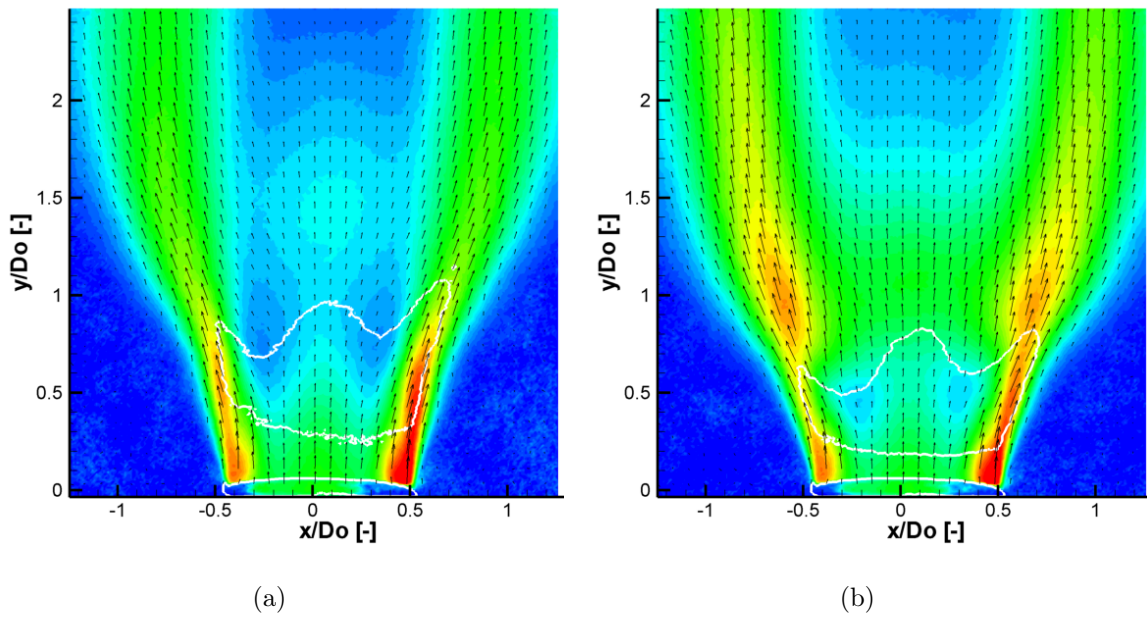


Figura 4.11: Ejemplo de medidas realizadas en el LBNL.

(a) Llama de metano; (b) Llama de hidrógeno

Esta visita también abrió oportunidades de una eventual colaboración a largo plazo con una institución de renombre y prestigio internacional.

Bibliografía

- [1] NAURI S., NOGUEIRA J., LECUONA A., LEGRAND M., RODRÍGUEZ P.A., 2007, *Limits and accuracy of the Stereo LFC-PIV Technique*, 7th International Symposium on Particle Image Velocimetry Italy, September 11-14.
- [2] NAURI S., NOGUEIRA J.I., LECUONA A., LEGRAND M. and RODRÍGUEZ P.A.; 2008, *Limits and accuracy of the Stereo LFC-PIV Technique and its application to flows of industrial interest*, Experiment in Fluids, to be published (Special Issue).
- [3] NOGUEIRA J., LECUONA A., RODRÍGUEZ P.A., ALFARO J.A., ACOSTA A., 2004, *Limits on the resolution of correlation PIV iterative methods. Practical implementation and design of weighting functions*, Experiments in fluids. 38 (in press).
- [4] SCARANO F. and RIETHMULLER M.L., 2000, *Advances in iterative multigrid PIV image processing*, Exp. Fluids. 29/7: S51-S60.
- [5] WESTERWEEL J., DABIRI D., GHARIB M., 1997, *The effect of a discrete window offset on the accuracy of cross-correlation analysis of digital PIV recordings*, Experiments in fluids 23: pp 20-28
- [6] FINCHAM A.M., SPEDDING G.R., 1997, *Low-cost, high resolution DPIV for measurement in turbulent fluid flows*, Exp. in Fluids 23: pp 449-462.

-
- [7] WILLERT C., 1997, *Stereoscopic digital image particle velocimetry for application in wind tunnel flows*, Meas. Sci. Technol. 8: pp 1465-1479.
- [8] WESTERWHEEL J., 1998, *Effect of sensor geometry on the performance of PIV*, 9th Int. Symp. on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics. Instituto Superior Técnico, Lisbon, Portugal.
- [9] KEAN R.D., ADRIAN R.J., 1993, *Theory of cross-correlation analysis of PIV images*, Flow Visualization and Image Analysis. Kluwer Academic Publishers, The Netherlands. pp: 1-25.
- [10] NOGUEIRA J., LECUONA A. and RODRIGUEZ P.A., 2001, *Local field correction PIV, implemented by means of simple algorithms, and multigrid versions*, Meas. Sci. Technol., 12, pp 1911-1921.
- [11] NAURI S., NOGUEIRA J., LECUONA A., LEGRAND M., RODRÍGUEZ P.A., 2007, *Limits and accuracy of the Stereo LFC-PIV Technique*, 7th International Symposium on Particle Image Velocimetry Italy, September 11-14.
- [12] KÄHLER C.J., SAMMLER B.S. and KOMPENHANS J.K., 2001, *Generation and control of particle size distributions for optical velocity measurement techniques in fluid mechanics*, 4th Int. Symp. on PIV, Göttingen.
- [13] NOGUEIRA J., LECUONA A., NAURI S., LEGRAND M., RODRÍGUEZ P.A., 2008, *Multiple Δt strategy for PIV error correction in a hot propulsive jet facility*, to be published in Measurement Science and Technology.
- [14] RAFFEL M., WILLERT C.E., KOMPENHANS J., 2000, *Particle Image Velocimetry*, ed, Springer, ISBN XXXX.

Capítulo

5

POST-PROCESO DE DATOS

Índice General

5.1. POST-PROCESO DE VECTORES	152
5.1.1. Detección de vectores erróneos	152
5.1.2. Magnitudes derivadas	156
5.2. EVALUACIÓN DEL ERROR DE MEDIDA	160
5.2.1. Tratamiento estadístico	160
5.2.2. Estrategia de varios Δt para evaluar el peak-locking	165
5.2.3. Corrección del corrimiento de las cámaras [6]	169
5.3. IDENTIFICACIÓN DE ESTRUCTURAS COHERENTES	172
5.3.1. Posibles estrategias	173
5.3.2. Reconstrucción de “pseudo fases”	174
5.4. “POD” Y RECONSTRUCCIÓN TEMPORAL	182
5.4.1. Fundamentos	182
5.4.2. Propiedades	185
5.4.3. Aplicación a campos periódicos	187
5.4.4. Pruebas con una calle de torbellinos	192

5.1. POST-PROCESO DE VECTORES

5.1.1. Detección de vectores erróneos

Cualquier algoritmo de PIV genera cierto número de vectores erróneos o al menos cuestionables. Estos errores pueden proceder del algoritmo en si, pero también de la calidad de las imágenes adquiridas y del flujo estudiado. Asimismo, si el movimiento perpendicular al plano de luz es grande frente al espesor del plano, o si existen fuertes gradientes de velocidad, la trayectoria de las partículas es mas difícil de medir correctamente. De ahí la importancia de criterios de validación de vectores: detección y eliminación de outliers.

Filtro local [1], [5]

El filtro local calcula la mediana de un vector ($\overrightarrow{V_{median}}$) a partir de sus 8 vecinos y la compara con el vector central \pm la desviación de los vecinos ($\overrightarrow{V_{rms}}$). El vector central se elimina si no está incluido en el intervalo $[\overrightarrow{V_{median}} - \overrightarrow{V_{rms}}, \overrightarrow{V_{median}} + \overrightarrow{V_{rms}}]$. Este criterio se aplica independientemente a las tres (o dos) componentes del vector. Se calcula la mediana del vector y no sencillamente su media aritmética porque teniendo solo 8 vectores para calcularlo, la mediana es mucho menos sensible que la media a un vector muy erróneo. La desviación típica de los vecinos no se calcula con todos, sino que se eliminan los dos valores más alejados de la mediana. De esta forma, el proceso se hace mas robusto aún que existan uno o dos vectores erróneos ([3] y [4]).

Se ha empleado en este trabajo un algoritmo derivado del que se acaba de exponer, pero que comprueba de manera mas eficaz si los vecinos del vector a validar son ellos mismos erróneos. Se prefiere este algoritmo en los casos de tener muchos vectores erróneos (debido a reflejos parásitos, sembrado deficiente, ventanas ópticas sucias...). También se prefiere cuando se evalúa el campo de vectores con una algoritmo “multi-pass”: es importante tener un mínimo de vectores erróneos en el paso “predictor” para que el “corrector” pueda evaluar correctamente la velocidad, y no degradarla. Tiene la desventaja de ser muy exigente y puede considerar “falsos” vectores correctos.

El algoritmo es parecido al expuesto en [5]. Se trata de un filtro regional de 4 pasos.

- En el primer paso se eliminan todos los vectores que no cumplan el criterio de la mediana expuesto antes.
- En el segundo paso se eliminan todos los vectores que no tengan un numero suficiente de vecinos “buenos” (por lo menos 3). Estos dos pasos son muy restrictivos a la hora de eliminar vectores dudosos, dependiendo del umbral de rms que se haya elegido.
- En el tercer paso se intenta insertar vectores “buenos” en los huecos dejados en los huecos anteriores. El criterio inserción es idéntico al de eliminación del paso 1 (con un rms distinto). Aquí también se requiere un numero mínimo de vecinos para insertarlo (3). Además, no solo se comprueba el vector de mas alta correlación, sino también los tres siguientes picos. Los vectores existentes después del paso 2 siendo correctos, la desviación estándar es de los vecinos es mas pequeña que en el paso 1 (donde pueden existir todavía outliers). De esta forma, es mas difícil insertar outliers. Se repite el paso 3 hasta que no se inserte ningún nuevo vector.
- Finalmente, en el paso 4 se eliminan todos los grupos de menos de 3 o 4 vectores que pueden no haber sido detectados en los pasos 1 y 2.

Anclaje de grupos

A pesar de de los tratamientos descritos anteriormente, pueden subsistir algunos vectores erróneos. Estos casos se presentan especialmente cuando existen zonas de brillo homogéneo en las imágenes que aportan mucha información en el espacio de la correlación. Típicamente esto ocurre cuando hay algún reflejo. En este caso los vectores procesados son muy coherentes entre si y puede que el algoritmo de filtro local de 4 pasos no lo detecte. El filtro local verifica los 8 vecinos de un vector. Pues bien, se le puede indicar que solo admita vectores que tengan N vectores de alta fidelidad (los al final del paso 2) a su alrededor.

Filtro pasa bajos

Para obtener campos de vectores instantáneos “limpios”, y sobre todo para extraer estructuras coherentes de gran tamaño, se ha empleado en ocasiones un filtrado espacial

pasa-bajos. La dificultad está en elegir una frecuencia de corte adecuada. En muchos casos es conveniente separar la “coherencia” de la turbulencia de carácter aleatorio. Basándose en la teoría de la cascada de energía, se pueden descomponer los espectros en 3 rangos:

- la macro escala, característica de las estructuras que generan las condiciones de contorno, que crece y se “acuerda” de su origen.
- la escala inercial, donde las estructuras intercambian su energía rompiéndose en estructuras de escala mas pequeña, como una “cascada” de energía.
- la escala viscosa, escala microscópica para flujos turbulentos, donde se disipa la energía del flujo por viscosidad en forma de calor.

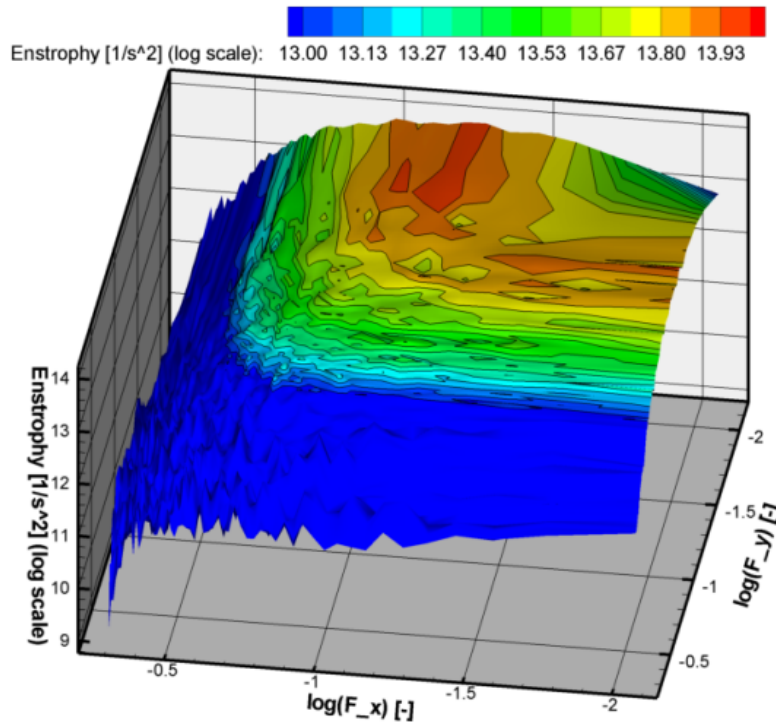


Figura 5.1: Espectro espacial bidimensional de enstrofia.

Las escalas son logarítmicas y se han normalizadas las frecuencias espaciales con el tamaño del pixel (espacio entre 2 vectores).

Basándose en estos aspectos de la turbulencia, las estructuras coherentes pueden asimilarse en cierta medida a la macro escala, porque suelen ser relativamente mas grandes que las estructuras puramente turbulentas, y provienen en general de las condiciones de

contorno del flujo.

Asumiendo esta definición, se puede definir una frecuencia de corte para separar coherencia de aleatoriedad. Aquí se utiliza el espectro de enstrofia ($\langle \omega_z'^2 \rangle$), porque la vorticidad es una magnitud invariante frente a translaciones. Esta propiedad tiene un carácter mas robusto a la hora de tratar con la coherencia.

En la figura 5.1 se ha utilizado el pico en el espectro para definir la frecuencia de corte. Para no perder demasiados detalles de las estructuras vorticales, se ha utilizado concretamente $f_{corte} = 2f_{pico}$. La figura 5.2 presenta un ejemplo de aplicación.

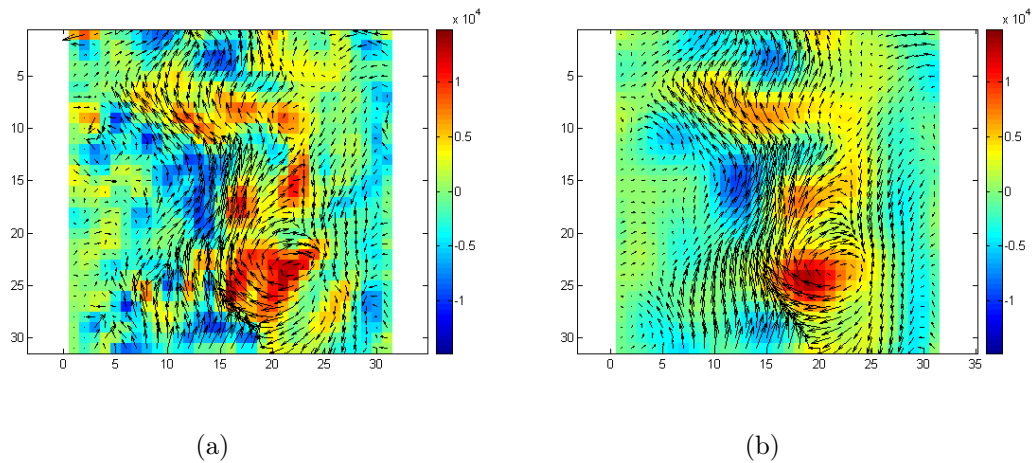


Figura 5.2: Ejemplo de filtrado de imagen.

(Detalle de una imagen mas grande de calidad media) (a) Imagen sin filtrar; (b) Imagen filtrada.

Este método ofrece la posibilidad de establecer una frecuencia de corte ligada a las características turbulentas del flujo, y no una frecuencia arbitraria. Puede ser de gran utilidad a la hora de correlacionar campos de velocidad instantáneos presentando mucho ruido (debido al nivel de turbulencia o bien a la mala calidad de la imagen de PIV). La calidad de la correlación aumenta sensiblemente utilizando este método.

5.1.2. Magnitudes derivadas

Filtros de derivación

En muchas ocasiones resulta útil trabajar con las magnitudes derivadas del flujo, como por ejemplo la vorticidad, o derivadas de la velocidad. Los datos de velocidad son muestreados y discontinuos, con lo cual se hacen necesarios esquemas de derivación discretos. Estos siendo muy sensible a ruido en la medida, es conveniente utilizar esquemas que realizan a la vez un cierto filtrado espacial que amortigüe la respuesta a altas frecuencias.

Por estas razones, se ha utilizado un filtro de derivación espacial de tamaño 3x3, con el siguiente esquema:

$$\frac{\partial}{\partial x} \sim \begin{bmatrix} -1 & 0 & +1 \\ -4 & 0 & +4 \\ -1 & 0 & +1 \end{bmatrix}; \frac{\partial}{\partial y} \sim \begin{bmatrix} +1 & +4 & +1 \\ 0 & 0 & 0 \\ -1 & -4 & -1 \end{bmatrix} \quad (5.1)$$

Es un filtro de segundo orden ligeramente pasa bajos, que tiene la propiedad de conservar propiedades integrales tales como la circulación Γ a a partir de la vorticidad [2].

Estimación de la posición del frente de llama

En sistemas reactivos es muy importante conocer la posición del frente de llama. Su forma, su posición, el progreso de la reacción, tienen una importancia fundamental en la caracterización de la combustión.

Existen numerosas técnicas de diagnostico laser en combustión, como OH-PLIF, espectroscopia RAMAN, quemiluminescencia, entre otros. Aquí no se dispone de estas herramientas, y tampoco es el objeto principal de este trabajo. No obstante, se pueden emplear las imágenes adquiridas para estimar la posición del frente de llama.

Debido a la expansión que sufren los gases al atravesar el frente de llama (de 300K a $\sim 1500K$), existe un fuerte gradiente de densidad en el fluido que se traduce en gradiente de densidad de sembrado para los trazadores de PIV antes y después del frente de llama. Esta propiedad se ha aprovechado para estimar su posición.

En primer lugar, se corrige la imagen de partículas adquirida con un ángulo de vista oblicuo para que corresponda a la imagen real de la llama. A continuación se comprime la imagen para que su tamaño sea idéntico a la matriz de vectores resultante del procesado de PIV. Tras filtrar las imágenes con una función bidimensional gaussiana de 5x5 píxeles, se calcula la laplaciana de la imagen. Los 0 de esta nueva función revelan máximos y mínimos locales del gradiente de densidad de sembrado.

Con la información obtenida, para indentificar el frente de llama, han de considerarse los distintos fenómenos que producen gradientes elevados. El flujo emergente de la tobera tiene una densidad de sembrado elevada para que, tras expandirse los gases al atravesar el frente de llama, siga habiendo una densidad de sembrado suficiente como para aplicar el PIV. Debido a ello, además de la zona de fuertes gradientes de densidad de sembrado debida a la expansión de los gases; hay otra debida a la diferencia entre el sembrado emergente de la tobera y el sembrado exterior. Por esta razón, la figura 5.3 muestra un doble contorno. El correspondiente al frente de llama es el interno. El resto se debe a la diferencia de sembrado con el flujo externo. Esta última zona llega a fundirse con el frente de llama debido a la ingestión de aire externo por el flujo interno, que diluye el sembrado, y, a una altura de aproximadamente 2 diámetros, el gradiente de sembrado no es tan marcado. El contorno del frente de llama no puede definirse con esta técnica a partir de dicha distancia, aunque la llama siga propagándose aguas abajo de este punto.

La figura 5.3 muestra el resultado de aplicación para una llama levantada estabilizada con poco swirl ($S \sim 0,51$) a una imagen instantánea y a la media de 250 imágenes.

Este procedimiento permite de forma rápida y sencilla establecer una delimitación entre gases frescos y quemados. El método no es tan fiable como medidas apropiadas, pero permite obtener un resultado adecuado para el contexto de esta tesis. Puede ser útil para estimar la posición de la llama o realizar medias condicionadas.

Un ejemplo de tal condicionamiento se muestra en la figura 5.4, donde se representa la distribución de velocidad axial en un punto cercano a la llama de la figura 5.3, según se trate de reactantes o de productos de la reacción de combustión.

Se observa claramente que las dos distribuciones no tienen la misma media, ni la misma

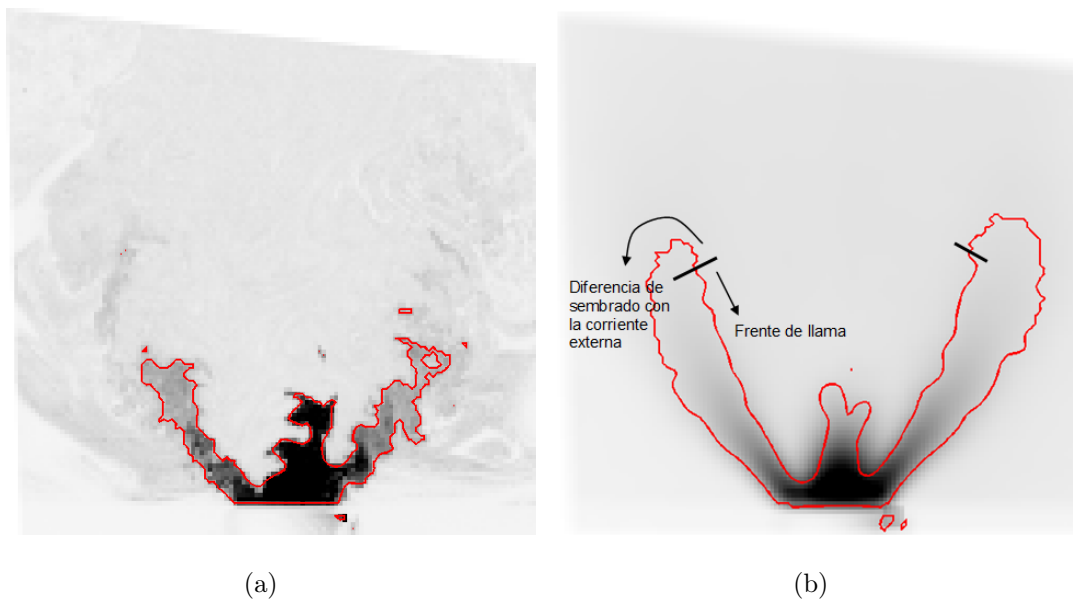


Figura 5.3: Estimación de la posición del frente de llama.

La escala de grises se ha invertido: el negro corresponde a la mas alta densidad de sembrado. (a) Para una realización; (b) Para la media.

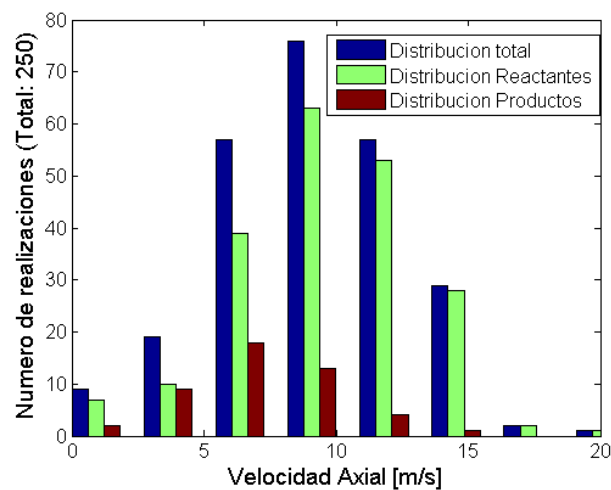


Figura 5.4: Distribuciones de velocidad axial.

En un punto cercano al frente de llama medio.

desviación estándar. Este punto es crucial a la hora de caracterizar la turbulencia, para poder separar las contribuciones del movimiento de la llama de la fluctuaciones turbulentas

en sí. En el capítulo 4 se hace mas hincapié en este aspecto.

5.2. EVALUACIÓN DEL ERROR DE MEDIDA

5.2.1. Tratamiento estadístico

Identificar y eliminar vectores erróneos (o “outliers”) es el propósito fundamental del post-procesado de datos. Aplicando el criterio del desviación cuadrática local usando los 8 vecinos de un vector, se ha visto que gran parte de los outliers se identifican [5]. No obstante, a la hora de estimar variables estadísticas del flujo estudiado, un criterio más fino se puede utilizar para tener mejor precisión en los momentos estadísticos mas altos (varianza y esperanza). Este proceso consiste en calcular la media μ_0 y la desviación típica σ_0 de todas las realizaciones en cada punto de medida. A partir de ahí se eliminan todos los vectores que están fuera del intervalo $[\mu - 3\sigma, \mu + 3\sigma]$, para tener un 99.73 % de confianza en la estimación de la media. Habiendo eliminado los outliers, se vuelve a calcular la media y la desviación estándar y se sigue iterando hasta que el algoritmo converja, como se representa en la figura 5.5.

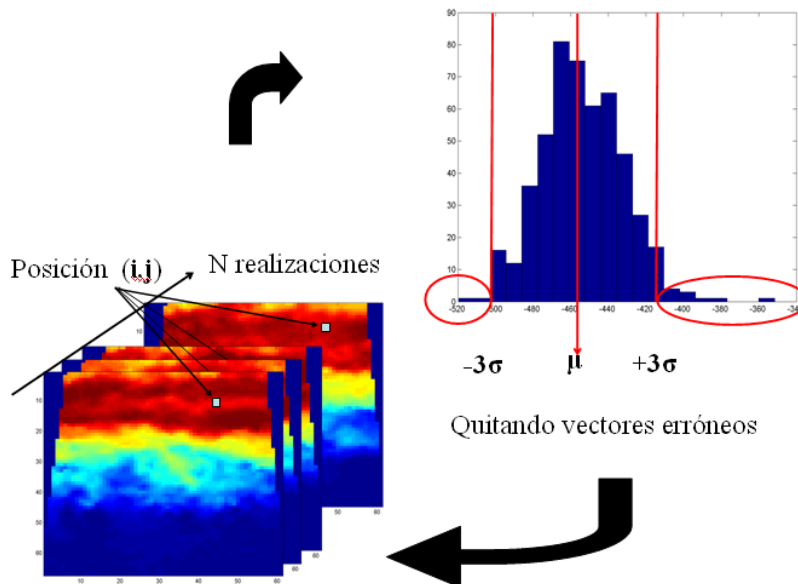


Figura 5.5: Algoritmo de post-proceso estadístico.

Turbulencia isótropa y homogénea

Se ha realizado un estudio de la eficiencia de este algoritmo para estimar medias y desviación estándar. Considerando turbulencia isótropa y un caso ideal donde se dispone de una infinidad de realizaciones estadísticas X , la distribución estadística (función de densidad de probabilidad normalizada $p(X)$) sigue una ley normal (ecuaciones 5.2). Es la distribución que se debería encontrar en la mayoría de los casos, al menos que existan estructuras coherentes en el flujo. No hay duda de que el algoritmo quita los vectores erróneos al iterar, pero también quita algunos vectores “buenos”. Lo que se quiere estudiar es la sensibilidad de las estimaciones iterativas (μ_n y σ_n) al hecho de quitar vectores que tienen información relevante. Por eso se elige una distribución “perfecta”, sin outliers.

$$p(X) = \frac{2}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(X-\mu)^2}{2\sigma^2}} \quad (5.2)$$

De esta manera, se generan dos series (μ_n y σ_n) que describen la estimación de las variables estadísticas en función de las iteraciones del algoritmo.

$$(\mu, \sigma) \left\{ \begin{array}{l} \mu_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} X p(X) dX \quad \mu_n = \frac{\int_{\mu_{n-1}-3\sigma_{n-1}}^{\mu_{n-1}+3\sigma_{n-1}} X p(X) dX}{\int_{\mu_{n-1}-3\sigma_{n-1}}^{\mu_{n-1}+3\sigma_{n-1}} p(X) dX} \\ \sigma_0 = \sqrt{\int_{-\infty}^{+\infty} (X - \mu)^2 p(X) dX} \quad \sigma_n = \sqrt{\frac{\int_{\mu_n-3\sigma_{n-1}}^{\mu_n+3\sigma_{n-1}} (X - \mu_n)^2 p(X) dX}{\int_{\mu_n-3\sigma_{n-1}}^{\mu_n+3\sigma_{n-1}} p(X) dX}} \end{array} \right. \quad (5.3)$$

En este caso, el cálculo de la media no se ve afectado por las iteraciones. Realizando el cambio de variable $Z = X - \mu$ en la ecuación 5.3:

$$\mu_n = \frac{\int_{-3\sigma_{n-1}}^{+3\sigma_{n-1}} (Z + \mu) p(Z + \mu) dZ}{\int_{-3\sigma_{n-1}}^{+3\sigma_{n-1}} p(Z + \mu) dZ} = \mu + \frac{\int_{-3\sigma_{n-1}}^{+3\sigma_{n-1}} Z p(Z + \mu) dZ}{\int_{-3\sigma_{n-1}}^{+3\sigma_{n-1}} p(Z + \mu) dZ} \quad (5.4)$$

$Zp(Z + \mu)$ es una función impar, y la integral está centrada en 0, así que es nula. Con lo cual: $\mu_n \equiv \mu$ para cualquier iteración n . En cambio se representa en la figura 5.6 el

error relativo [%] cometido sobre la estimación de la desviación típica para las 9 primeras iteraciones. En cualquier caso, la convergencia del algoritmo es asegurada de manera rápida (bastan 3 iteraciones), y el error cometido sobre la estimación de las variables es muy bueno.

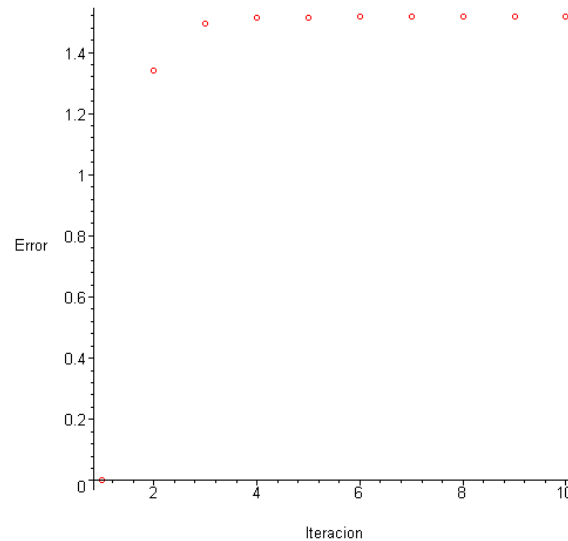


Figura 5.6: Error relativo de estimación de la desviación típica con una sola distribución gaussiana

No se representa el resultado para más iteraciones ya que el proceso converge rápidamente a un error estable de un 1.515 %. El error cometido es sencillamente debido a la eliminación de las colas de la gaussiana ($\sim 0.75\%$ a cada lado e intervalo de confianza a 98.5 %).

Turbulencia y estructuras coherentes

En cambio, si las condiciones expresadas anteriormente no se cumplen (turbulencia homogénea e isotrópica en todas las escalas), es decir si existe cierta coherencia en el flujo, pueden aparecer varias distribuciones, o distribuciones no normales. Por ejemplo, en una capa de cortadura infinita existen 2 distribuciones en la interfase con la misma desviación estándar; en una calle de vórtices, 3 distribuciones: una es la media (velocidad convectiva),

y las otras dos con el mismo rms cuando pasan los vórtices); también en el Precessing Vortex Core existen varias distribuciones.

Se ha probado la robustez y la convergencia del algoritmo frente a dos distribuciones (A y B) con diferente media, y diferente rms. La diferencia de medias y de los dos rms se han normalizado con la diferencia de medias: $\Delta\mu = |\mu_A - \mu_B|$; $r_{\sigma_I} = \frac{\sigma_I}{\Delta\mu}$.

A continuación se presentan ejemplos de distribuciones empleadas para calcular el error cometido en la estimación de la media y de la desviación típica. Se ha centrado la distribución A en 0 y la B en 1.

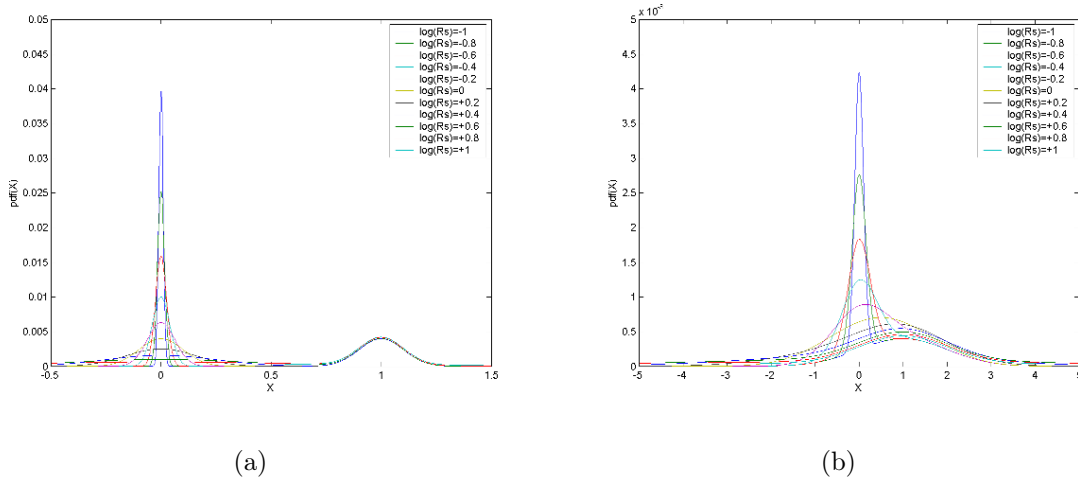


Figura 5.7: Variación de la estimación de la media con diferentes relaciones de dispersión.

(a) $0,01 < r_{\sigma_A} < 1$ y $r_{\sigma_B} = 0,1$; (b) $0,1 < r_{\sigma_A} < 10$ y $r_{\sigma_B} = 1$.

Las dos variables independientes del problema son la relaciones de desviación estándar respecto a la distancia entre las medias ($\Delta\mu$): r_{σ_A} y r_{σ_B} . Para todos los casos, el algoritmo converge rápidamente (menos de 10 iteraciones).

En la figura 5.8 se presenta el error de estimación para la media. Claramente, el error es mínimo si las dos distribuciones tienen un *rms* parecido. En cambio, el error llega a un 30 % para $\log(\frac{r_{\sigma_A}}{r_{\sigma_B}}) \sim \pm 2$. En estos casos, la media se desplaza hacia la distribución menos dispersa (valor positivo si se desplaza hacia μ_B , y negativo si se desplaza hacia μ_A). No obstante, si las 2 distribuciones no se solapan (ocurre cuando r_{σ_A} y $r_{\sigma_B} < 0.5$), el error cometido es mínimo: corresponde a la “meseta” en la gráfica 5.8.

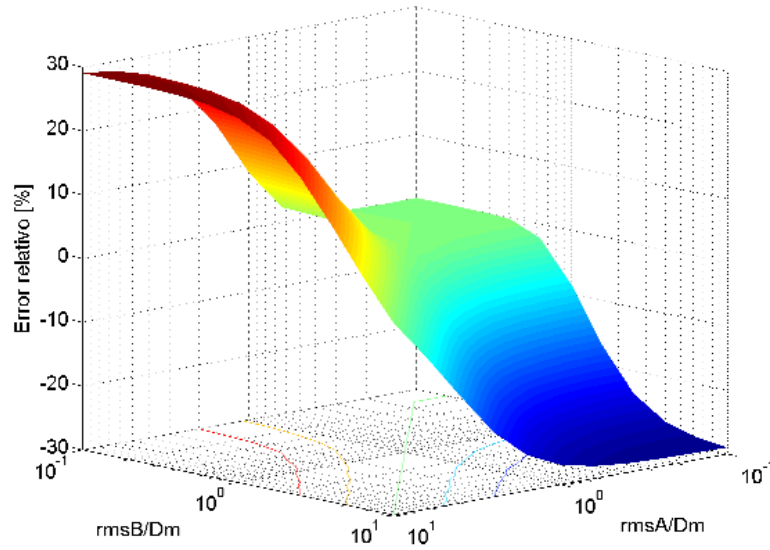


Figura 5.8: Errores de estimación de μ con diferentes relaciones de dispersión (r_{σ_A} y r_{σ_B}).

De la misma manera se ha representado el error de estimación en la figura 5.9. Las tendencias comentadas en la figura anterior se confirman aquí a la excepción del signo de la curva. De hecho, el error cometido es siempre negativo porque al quitar realizaciones de la distribución, solo se puede subestimar la desviación típica.

Conclusiones

Se ha desarrollado una herramienta de post-proceso de datos potente y robusto a la hora de eliminar vectores erróneos para calcular las estadísticas del flujo con un intervalo de confianza del 99 %.

No obstante, se recomienda una “inspección visual” de los histogramas del flujo para evitar distribuciones múltiples, donde se ha visto que el algoritmo se aplica con menos confianza (posibilidad de eliminar vectores “no-erróneos” y subestimar la desviación típica).

En este apartado solo se ha tratado el caso de distribuciones perfectamente gaussianas (con una infinidad de realizaciones). En flujos reales y en condiciones de laboratorio, el

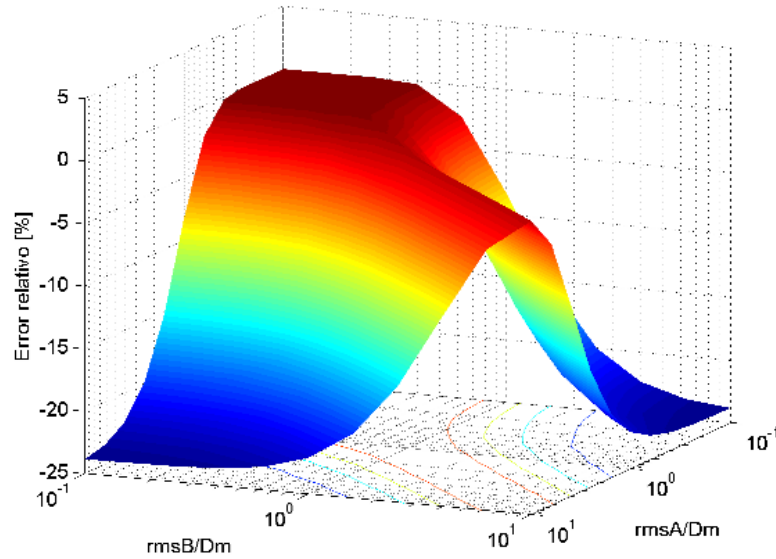


Figura 5.9: Errores de estimación de σ con diferentes relaciones de dispersión (r_{σ_A} y r_{σ_B}).

número de medidas es limitado y la distribución en un punto ya no sigue una ley Normal.

A pesar de ello, las reflexiones anteriores no pierden generalidad aún que no se puede cuantificar el error cometido con exactitud. Por ello, se ha discretizado el algoritmo descrito por las ecuaciones 5.3 y se para de iterar cuando no existe ningún vector fuera del intervalo $[\mu - 3\sigma; \mu + 3\sigma]$. Se ha empleado este algoritmo para tratar los datos obtenidos en los capítulos siguientes, con resultados satisfactorios.

5.2.2. Estrategia de varios Δt para evaluar el peak-locking

Como se estableció en el capítulo anterior, el peak-locking (o “andado de pico” de correlación) induce un error que conviene estimar para evaluar su repercusión sobre el error de medida. Bajo condiciones favorables, el peak-locking se puede cuantificar analizando el histograma de desplazamientos. La presencia de muchos desplazamientos cerca de valores enteros denuncia su presencia. Desafortunadamente, no es siempre el caso como ilustra la figura 5.10, donde no se desconoce la contribución de la distribución de desplazamientos y la del peak-locking.

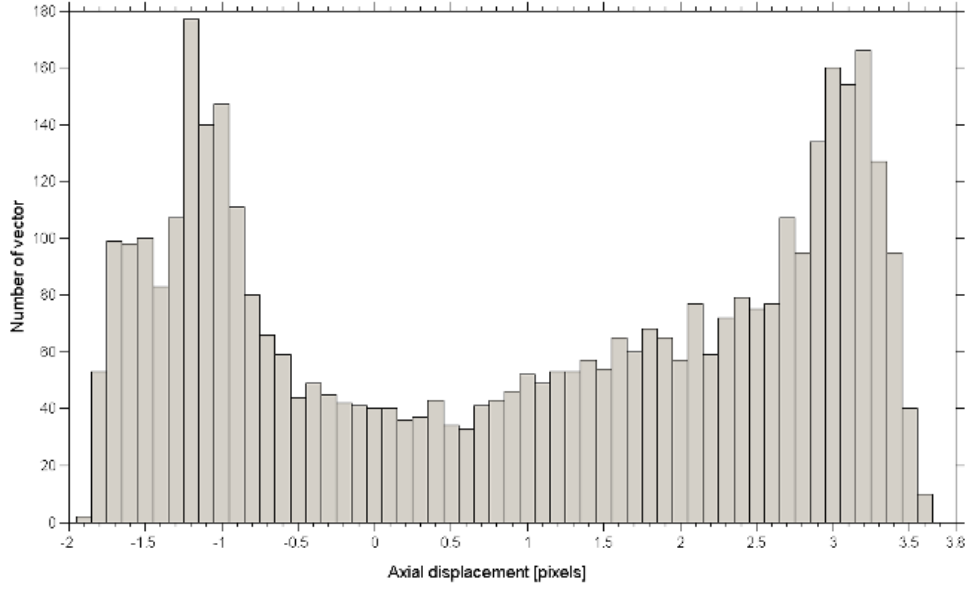


Figura 5.10: Histograma de desplazamientos.

El peak-locking es función del tamaño relativo del píxel, y no del intervalo de tiempo entre dos pulsos. Esta característica (véase capítulo 2) permite utilizar una estrategia de varios Δt para estimar cuantitativamente el error debido al peak-locking. Asumiendo que el peak-locking no es función de la magnitud del desplazamiento, pero únicamente de la fracción de píxel, el error es periódico. Así el desplazamiento medido d_{medido} se puede expresar como la suma del desplazamiento real d_{real} y, en primera aproximación, del primer término de una expansión en serie de FOURIER de la contribución del peak-locking de amplitud A_0 :

$$\begin{aligned} d_{medido}(\Delta t_1) &= d_{real}(\Delta t_1) - A_0 \sin[2\pi \text{frac}(d_{real}(\Delta t_1))] \\ d_{medido}(\Delta t_2) &= \frac{\Delta t_2}{\Delta t_1} d_{real}(\Delta t_1) - A_0 \sin\left[2\pi \text{frac}\left(\frac{\Delta t_2}{\Delta t_1} d_{real}(\Delta t_1)\right)\right] \end{aligned} \quad (5.5)$$

donde “*frac*” denota la fracción de píxel.

En la figura siguiente 5.11 se ha representado el desplazamiento predicho en función del desplazamiento real (desconocido), eligiendo $\Delta t_2 = 2\Delta t_1$ y $A_0 = 0,1$, originando peak-locking de una frecuencia doble, aún que el razonamiento se puede extender a cualquier relación de $\frac{\Delta t_2}{\Delta t_1}$.

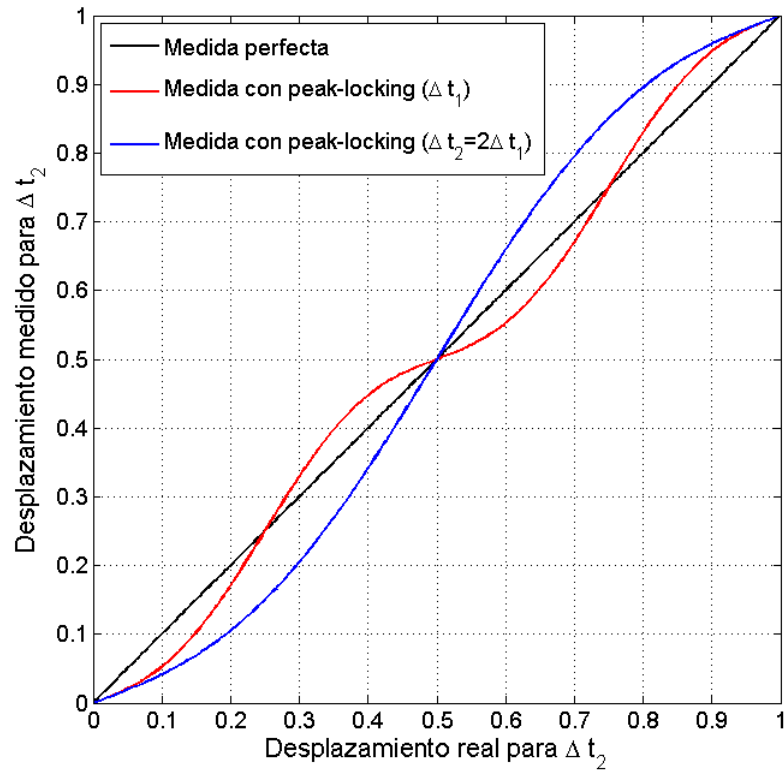


Figura 5.11: Comportamiento del peak-locking para $2 \Delta t$.

Representando la diferencia $d_{medido}(\Delta t_1) - d_{medido}(\Delta t_2)$ en función de una de la medidas, se puede hacer un ajuste por mínimos cuadrados a la desviación prevista del peak-locking para hallar su magnitud A_0 . La presencia de otras fuentes de error y las perturbaciones debidas a la turbulencia pueden dificultar este procedimiento, pero siempre se puede realizar si el peak-locking es predominante sobre el error medio.

A continuación se presentan algunos resultados obtenidos con la base de datos obtenida en el proyecto “CoJeN”.

La figura de la izquierda presenta un peak-locking de periodo 1 pixel, mientras la de la derecha presenta uno de periodo 2 píxeles. En el primer caso, el fenómeno es el esperado y ya se comentó en los párrafos anteriores. En el caso del periodo doble, se explica debido al tratamiento de PIV elegido. En vez de deformar una sola imagen de PIV, el algoritmo de deformación distorsiona las dos imágenes simétricamente. Cada deformación de la imagen genera un peak-locking de periodo 1, y al re-procesarlas, se obtiene un peak locking de

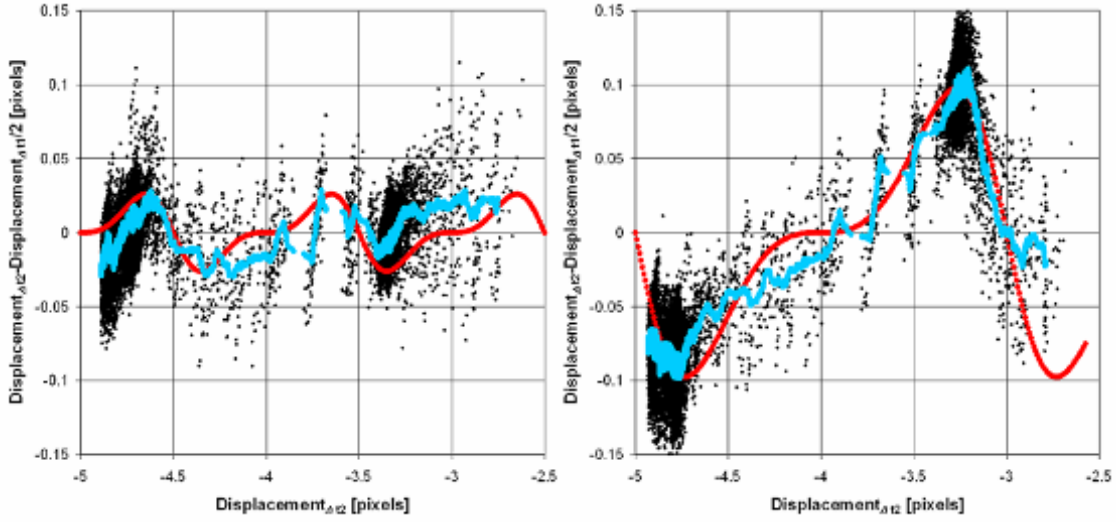


Figura 5.12: Estimación del bias de medida debido al peak-locking a partir de dos Δt [6].

En negro: $d_{medido}(\Delta t_1) - d_{medido}(\Delta t_2)$; En cyan: media móvil con un periodo de 45; En rojo: Peak-locking predicho con las ecuaciones 5.5.

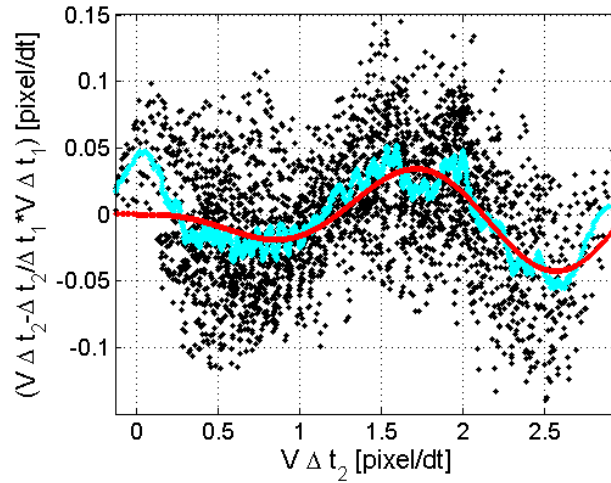


Figura 5.13: Estimación del bias de medida debido al peak-locking a partir de los datos del capítulo 6. En este caso, la amplitud del peak locking es de 0.04 píxeles.

Misma leyenda que para la figura 5.12

periodo doble.

Con el mismo procesamiento, este fenómeno aparece también en las medidas realizadas

en el quemador, aún que la dispersión de datos es más importante que en el ejemplo anterior. La forma de la función del peak-locking predicho es ligeramente distinta de las anteriores, porque los dos Δt empleados en este caso no son multiples enteros el uno del otro.

Este procedimiento ha permitido evaluar la magnitud del peak-locking en estas imágenes, y es del orden de 0.04 pixel.

5.2.3. Corrección del corrimiento de las cámaras [6]

Las cámaras usadas (FlowMaster 2S de LaVision GmbH, 12 bits, 2kx2k pixels) para las medidas de PIV están compuestas de 4 “chips” CCD, formando cuatro cuadrantes en la imagen. Se ha visto el tipo de error que pueden inducir este tipo de cámaras en la medida. En esta sección se propone una metodología para corregir, o al menos minimizar este error.

Como el peak-locking, este error se escala con el tamaño del pixel, y no con el tiempo entre imágenes, lo que permite usar una estrategia con varios Δt para despejar el error debido a las cámaras. Para cada Δt la velocidad medida (en pixel/ Δt) se puede expresar como sigue:

$$\begin{aligned} V_{medido-\Delta t1} &= V_{real} + \frac{D}{\Delta t_1} + \varepsilon_1 \\ V_{medido-\Delta t2} &= V_{real} + \frac{D}{\Delta t_2} + \varepsilon_2 \\ V_{medido-\Delta t3} &= V_{real} + \frac{D}{\Delta t_3} + \varepsilon_3 \end{aligned} \tag{5.6}$$

donde , V_{real} es la velocidad media real, es decir sin error de medida; D es el error inducido por la lectura de la carga de los CCD para cada pixel de la imagen; y ε representa la contribución de todas las otras fuentes de error para completar el modelo. Las ecuaciones de la expresión 5.6 se pueden utilizar para obtener una estimación de D , según el

procedimiento siguiente:

$$\begin{aligned}
 D &= \sum_{i=1}^3 K_i V_{medido @ \Delta t_i} \\
 \sum_{i=1}^3 K_i &= 0 \\
 \sum_{i=1}^3 \frac{K_i}{\Delta t_i} &= 1 \\
 \sum_{i=1}^3 (K_i \sigma(\varepsilon)_{totalaimagen})^2 &= \text{minimum}
 \end{aligned} \tag{5.7}$$

Esta formulación se puede extender a cualquier otro numero de Δt utilizados. Para cerrar el sistema de ecuaciones, una suposición adicional es necesaria: decidir de una relación entre los distintos $\sigma(\varepsilon)_{totalaimagen}$. En este caso se elige $\sigma(\varepsilon_1) \sim \sigma(\varepsilon_2) \sim \sigma(\varepsilon_3)$, como ocurriría en el caso de dominar la turbulencia sobre el error inducido por las cámaras¹.

De esta manera se pueden expresar directamente los 3 coeficientes:

$$\begin{aligned}
 K_3 &= -\frac{B(2A+1)}{A^2+1+(A+1)^2} \\
 K_2 &= AK_3+B \\
 K_1 &= ((A+1)K_3+B)
 \end{aligned} \tag{5.8}$$

donde A y B tienen la siguiente expresión:

$$\begin{aligned}
 A &= \frac{\Delta t_2}{\Delta t_3} \left(\frac{\Delta t_3 - \Delta t_1}{\Delta t_1 - \Delta t_2} \right) \\
 B &= \frac{\Delta t_1 \Delta t_2}{\Delta t_1 - \Delta t_2}
 \end{aligned} \tag{5.9}$$

Esta formulación se puede aplicar directamente a los campos medios de S-PIV, en vez de a cada pareja de imágenes 2-D. En algunas zonas, las fluctuaciones del flujo pueden llegar a ser importantes (capas de cortadura) y la estimación de D se ve dificultada. En estas zonas se puede extrapolar partir de los resultados del resto del cuadrante.

[6] propone un ejemplo de aplicación de este método. La figura 5.14 muestra el bias generado por las cámaras en configuración de S-PIV en el proyecto “CoJeN” (véase capítulo

¹Nota: otra posibilidad es considerar estos errores similares a un desplazamiento, no proporcional al tiempo entre imágenes; pero cualquier otro modelo intermediario es posible.

3). La figura de la derecha representa un ejemplo de extrapolación cuando las fluctuaciones son intensas.

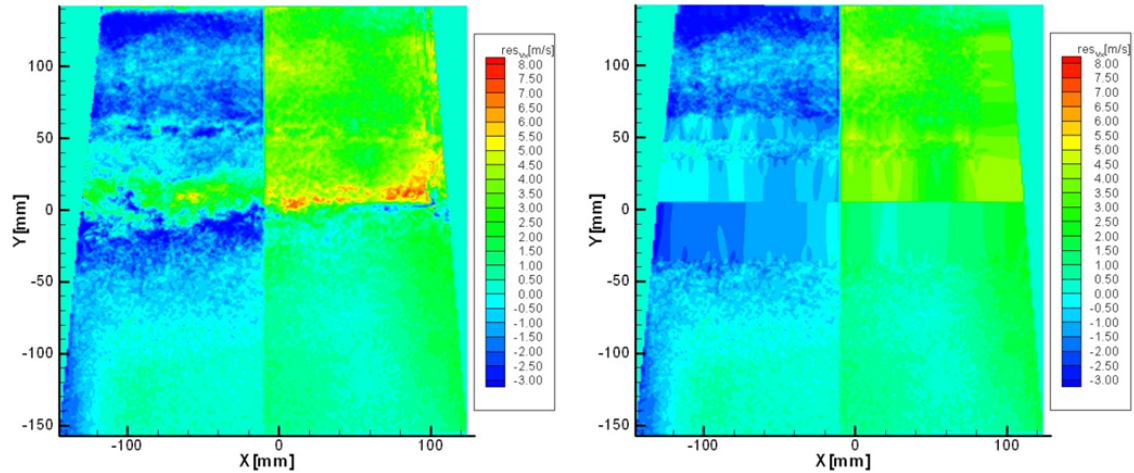


Figura 5.14: Estimación del bias de medida debido al read-out de las cámaras [6].

Izquierda: sin extrapolar; Derecha: con extrapolación en la zona de alta fluctuación.

Una patología adicional se ha detectado en los sensores de 4 cuadrantes. Cuando el desplazamiento es lo suficientemente grande, las partículas que pasan de un cuadrante a otro entre los dos pulsos del láser sufren un bias en direcciones opuestas. Esto incrementa de manera considerable el error. El fenómeno es más aparente cuando el desplazamiento es grande y la ventana de interrogación pequeña. Aparece entonces una línea de baja velocidad entre cuadrantes, como en la figura 5.15.

Para este vector columna de baja velocidad, el procedimiento de corrección ha consistido en interpolar con los 2 vectores columna vecinos.

Errores del mismo tipo se han observado en el capítulo 5 y se empleará este método para corregir el campo fluido así como para estimar el error de medida.

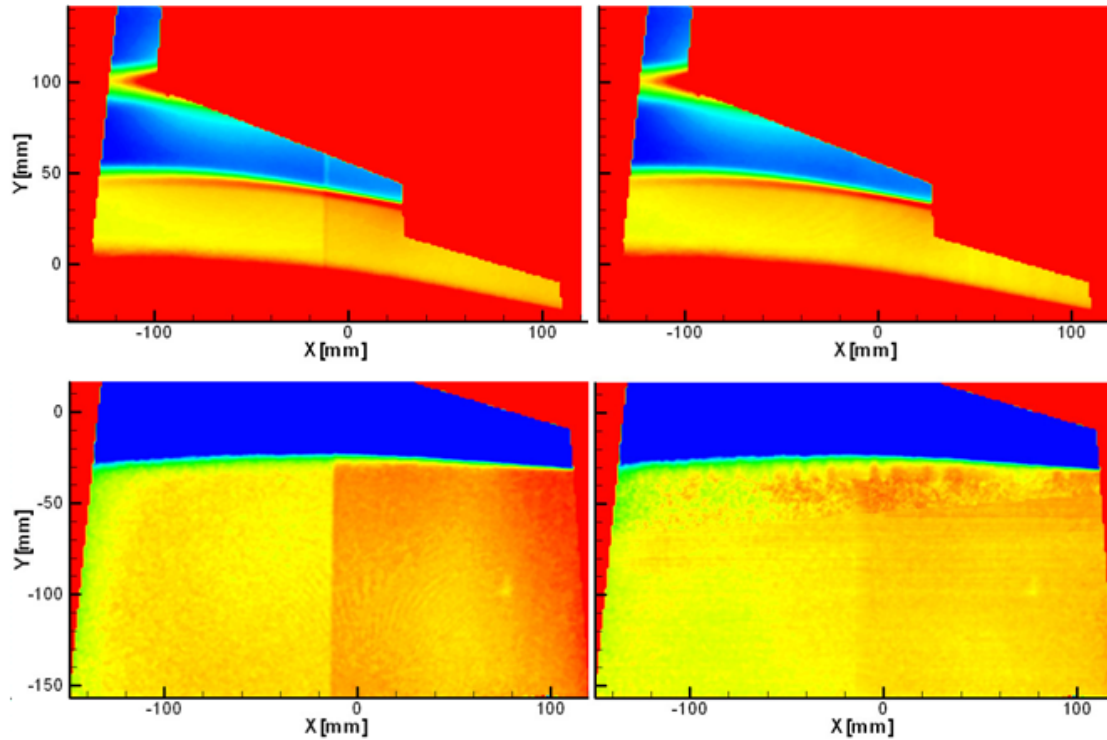


Figura 5.15: Ejemplo de corrección del error inducido por el “read-out” de las cámaras [6].

(a) Medida antes de la corrección. b) Resultado después de la corrección. La corrección corresponde a la estimación de la figura 5.14. Se han dividido las zonas superiores e inferiores debido a los importantes gradientes de velocidad. El flujo viene de izquierda a derecha, saliendo de una tobera de tipo “short cowl”. Las zonas en rojo indican zonas de baja velocidad axial; pero también zonas no medidas debido a (i) la intersección de las tobera en el campo de vista de las cámaras, (ii) la superposición de las dos vistas en 3-D.

5.3. IDENTIFICACIÓN DE ESTRUCTURAS COHERENTES

Para entender y analizar la dinámica de un flujo, es importante disociar la turbulencia homogénea isotrópica (aleatoria) de la turbulencia “organizada” (inhomogénea), conteniendo estructuras coherentes. Estas estructuras suelen corresponder a picos de energía en el espectro de turbulencia, o por lo menos a desviaciones de la ley logarítmica en $-5/3$ de la cascada de energía. Las estructuras corresponden también a las escalas mas grandes del

espectro donde la turbulencia “recuerda su origen” y sigue organizada. Dichas estructura son relativamente difícil de extraer porque a ellas se le superpone la turbulencia aleatoria “de fondo” (homogénea e isotrópica) que corresponde a la ley $-5/3$.

Aquí los métodos estadísticos sencillos no son viables. Los promedios tienden a suavizar o eliminar completamente las estructuras; y los momentos estadísticos de orden superior como mucho indican donde se encuentran estas estructuras sin aportar mas información sobre su forma o comportamiento. No obstante existen otros métodos basados en promedios condicionados (“pseudo fase y “Less Stochastic Estimation, *LSE*” por ejemplo), pero suelen requerir muchísima información.

Por otro lado están los métodos de descomposición. El mas ampliamente conocido de ellos es la descomposición en series de FOURIER, pero existen otras descomposiciones que resultan ser mas adecuadas en el ámbito de extraer estructuras coherentes (descomposición en “wavelet” o patrones, y la “Proper Orthogonal Decomposition, *POD*”).

5.3.1. Posibles estrategias

“Wavelets”

La transformada wavelet (ondículas) representa una señal en términos de versiones trasladadas y dilatadas de una onda finita (denominada wavelet madre). La teoría de wavelets está relacionada con muy variados campos. Todas las transformaciones wavelet pueden ser consideradas formas de representación en tiempo-frecuencia y, por tanto, están relacionadas con el análisis armónico. En este sentido, son muy parecidas al análisis armónico de FOURIER, con la diferencia de usar funciones “madres” o patrones en vez de sinusoides.

En el caso de las estructuras coherentes, se podría utilizar una descomposición en wavelets a condición de conocer la forma (o el espectro) de la estructura. Esta condición es una desventaja importante en la identificación de estructuras y no se ha empleado esta técnica.

“Less Stochastic Estimation”

O “LSE” usa del tensor de correlación $R_{i,j}(x, x', t, t')$, pero necesita resolución temporal, lo que no es nuestro caso en S-PIV. Por ello, también se ha dejado de lado esta técnica, más apropiada para datos de LDV por ejemplo.

5.3.2. Reconstrucción de “pseudo fases”

A priori, en cualquier flujo turbulento, la coherencia corresponde al rango inercial (escalas grandes) del espectro, donde la turbulencia se “acuerda” de su origen. A esta coherencia casi laminar, se sobre imprime la turbulencia de la cascada de energía (escalas medianas y pequeñas), correspondiendo a unas perturbaciones aleatorias del flujo base. Partiendo de esta idea, se ha diseñado un algoritmo para promediar las imágenes que se “parecen”, permitiendo extraer la estructura coherente eliminando el ruido turbulento. A continuación se asume una evolución temporal periódica del flujo para introducir la noción de fase ϕ : las imágenes están en fase cuando se parecen mucho.

Por imagen, se entiende aquí una representación o visualización de un escalar apropiado. Un escalar relevante puede ser una componente del vector velocidad o vorticidad, por ejemplo. De manera general, la componente de la vorticidad perpendicular al plano de medida de PIV es muy conveniente para detectar estructuras coherentes. Además ofrece la ventaja de ser invariante frente al sistema de referencia. Para determinar en que medida las imágenes se parecen, existen varias posibilidades.

i) Proceder por mínimos cuadrados del escalar Φ . Se calcula sencillamente con la formula siguiente, pero es difícil de normalizar para poder comparar con otras imágenes. Por otra parte, el resultado es siempre positivo, y dificulta la identificación de parejas de imágenes desfasadas de 180° .

$$R_{ij} = \sum_x \sum_y [\Phi_i(x, y) - \Phi_j(x, y)]^2 \quad (5.10)$$

ii) Calcular la matriz de covarianza R_{ij} o de correlación cruzada con la siguiente expresión:

$$R_{ij}^2 = cov(\Phi_i, \Phi_j) = \frac{\langle \Phi_i | \Phi_j \rangle^2}{\langle \Phi_i | \Phi_i \rangle \langle \Phi_j | \Phi_j \rangle} = \frac{\sum_x \sum_y \Phi_i(x, y)^2 \Phi_j(x, y)^2}{\sum_x \sum_y \Phi_i(x, y)^2 \sum_x \sum_y \Phi_j(x, y)^2} \quad (5.11)$$

La primera ventaja es la normalización de la expresión, que permite comparar parejas de imágenes entre si con un criterio único. Otra ventaja es poder detectar no solo cuando la imágenes se parecen, es decir que tienen un desfase ϕ_{ij} pequeño ($R_{ij} > 0$, si $-90^\circ < \phi_{ij} < 90^\circ$); sino también cuando son muy distintas ($R_{ij} < 0$, si $90^\circ < \phi_{ij} < 270^\circ$).

Por las ventajas expuestas anteriormente, se ha preferido elegir el criterio *ii* para efectuar las comparaciones entre parejas de imágenes i, j . A continuación se define un número de imágenes parecidas N_p a promediar. Para cada una de las N imágenes, se establece una lista H_i de las N_p imágenes mas parecidas. Para evitar posibles combinaciones lineales en los promedios, se elimina todas las series que tengan una imagen en común. Solo se conserva el conjunto k , tal que para cualquier i :

$$\sum_{p=1}^{N_p} R_{k,p} > \sum_{p=1}^{N_p} R_{i,p} \quad (5.12)$$

Es el conjunto que tenga el mayor promedio de covarianzas para la imagen k .

A final de este proceso selectivo, quedan NF pseudo fases aleatorias, como se resume en las figura 5.16. El código completo se encuentra en el apéndice A, al final del documento.

Las NF fases son a priori distribuidas aleatoriamente en el intervalo $[-\pi; +\pi]$. En este punto es necesario ordenar las fases para poder percibir la evolución “temporal” de las estructuras. Para ello se elige para empezar la fase que tenga el mejor conjunto de covarianzas (según la ecuación 5.12). A partir de hay, se convecta el escalar considerado con el campo de velocidad medio², y se busca en las otras fases la mas parecida a la imagen obtenida. De esta manera se ordenan los promedios en orden de desfase creciente.

Si se tiene un número suficiente de realizaciones estadísticas ($N > 1000$), se puede obtener con buena resolución una reproducción de la evolución temporal del flujo conteniendo la estructuras coherentes. Al contrario, para un número de realizaciones escaso ($N < 300$), las fases obtenidas son escasas y no igualmente espaciadas en el intervalo $[-\pi; +\pi]$. O bien contienen mucho ruido porque N_{par} es pequeño. Desgraciadamente, el algoritmo de

²En un flujo incompresible ($\vec{\nabla} \cdot \vec{v} = 0$) y no disipativo, se puede considerar la vorticidad como una variable convectiva [?]. En este caso, la componente de la vorticidad perpendicular al plano de medida de PIV (W_z) se desplaza con la velocidad instantánea del flujo.

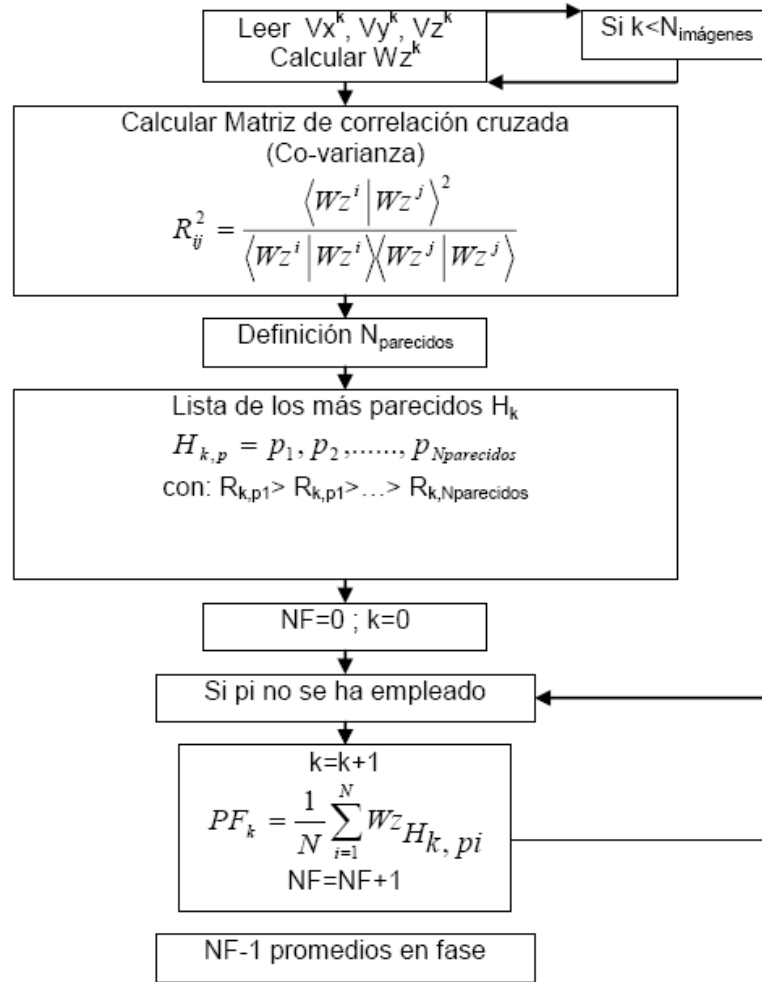


Figura 5.16: Esquema del algoritmo empleado para la descomposición en fases aleatorias.

eliminación de fases (si se emplea dos veces una misma imagen) reduce drásticamente el número de realizaciones utilizables para generar los promedios en fase.

Se han probado las prestaciones de este algoritmo con un campo fluido simple y conocido. Los resultados obtenidos se comentan en el apartado siguiente.

Aplicación a un flujo simple conocido

Se ha generado de manera artificial una calle de vórtices contra rotatorios. Se ha respetado la relación $b/a=0.27$, según establecido por VON KARMAN. Se ha añadido un 10% de ruido aleatorio en el campo de vorticidad. El campo de velocidad se ha calculado

sumando el campo inducido por cada vórtice. Las velocidades de cada uno se ha definido como:

$$V_\theta = \frac{U_0 \frac{r}{R_0}}{1 + \left(\frac{r}{R_0}\right)^2}; V_r = 0 \quad (5.13)$$

A cada pico de vorticidad se le ha añadido una parte aleatoria de $\pm 25\%$, tal que para cualquier vórtice:

$$\omega_p = 4 \frac{U_0}{R_0} \cdot \left(1 + \frac{rand - 1/2}{2}\right) \quad (5.14)$$

donde “*rand*” es un número pseudo aleatorio tal que: $0 < rand < 1$.

Las estadísticas de 250 campos de vorticidad generados se presentan a continuación, así como dos campos instantáneos de vorticidad representada en 5.17 en escala de colores.

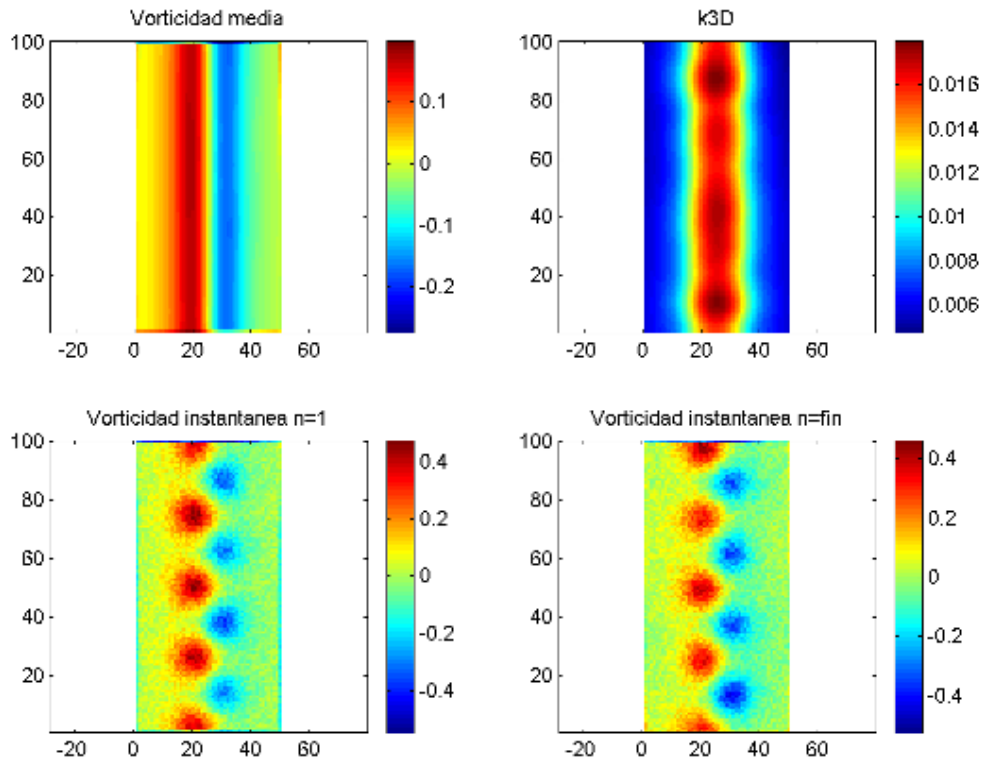


Figura 5.17: Calle de KARMAN simulada.

$$k \sim 10\%, \sigma_{\omega p} \sim 25\%, \Delta x_v = \Delta y_v = 0.$$

Como se puede observar, las estadísticas tal que la media o la energía cinética turbulen-

ta ($k3D$, calculada con la 3 componentes de la velocidad) no aportan ninguna información sobre la forma o la localización de las estructuras coherentes. La media estadística de la realizaciones promedia la posición de los vórtices x_v y y_v . De la misma manera, la energía cinética turbulenta es alta donde viajan los vórtices, traduciendo las fluctuaciones que originan su paso.

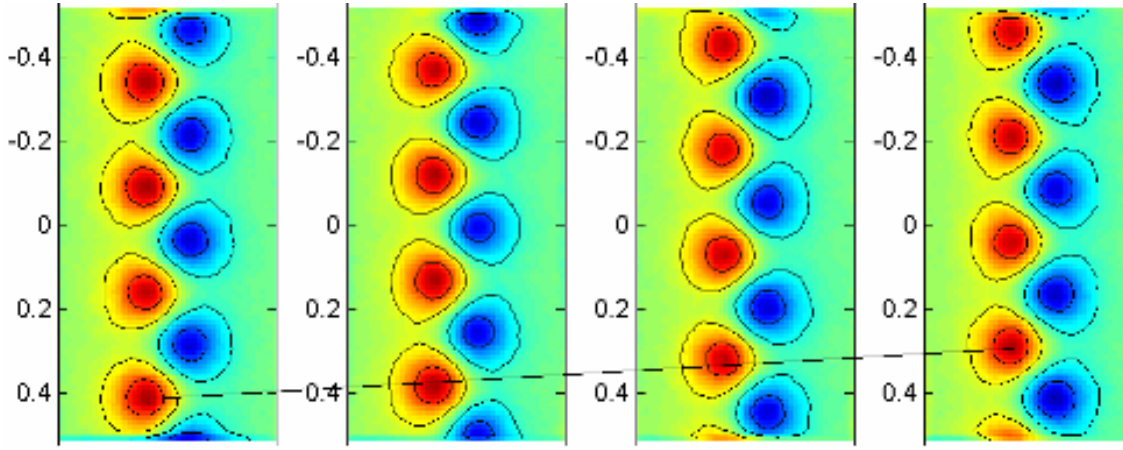


Figura 5.18: Calle de KARMAN reconstruida.

No obstante, haciendo uso del algoritmo descrito en el apartado anterior (con $N_p=12$), la calle de KARMAN está claramente reconstruida y se puede seguir la evolución temporal en la figura 5.18. La pendiente representada por la línea negra representa gráficamente la velocidad convectiva (velocidad de fase) de los vórtices positivos (en rojo en la figura 5.18).

Los resultados presentados son muy satisfactorios para un caso simple como el que se acaba de tratar, aunque el número de imágenes procesadas sea relativamente bajo. No obstante, la prueba anterior no es muy representativa de la realidad, porque las distancias Δx_v y Δy_v entre vórtices son constantes, y solo cambian sus posiciones. En la realidad, la turbulencia tiende a modificar de forma natural estos parámetros. Por eso se ha diseñado otro campo de vectores mas aleatorio, que se representa a continuación (figura 5.19).

Los parámetros de de-localización de los vórtices Δx_v y Δy_v se han exageradamente fijado al 50 % del ancho de la calle de KARMAN, para demostrar la robustez del algoritmo. La intensidad turbulenta k es de un 10 % y la desviación típica del máximo de vorticidad

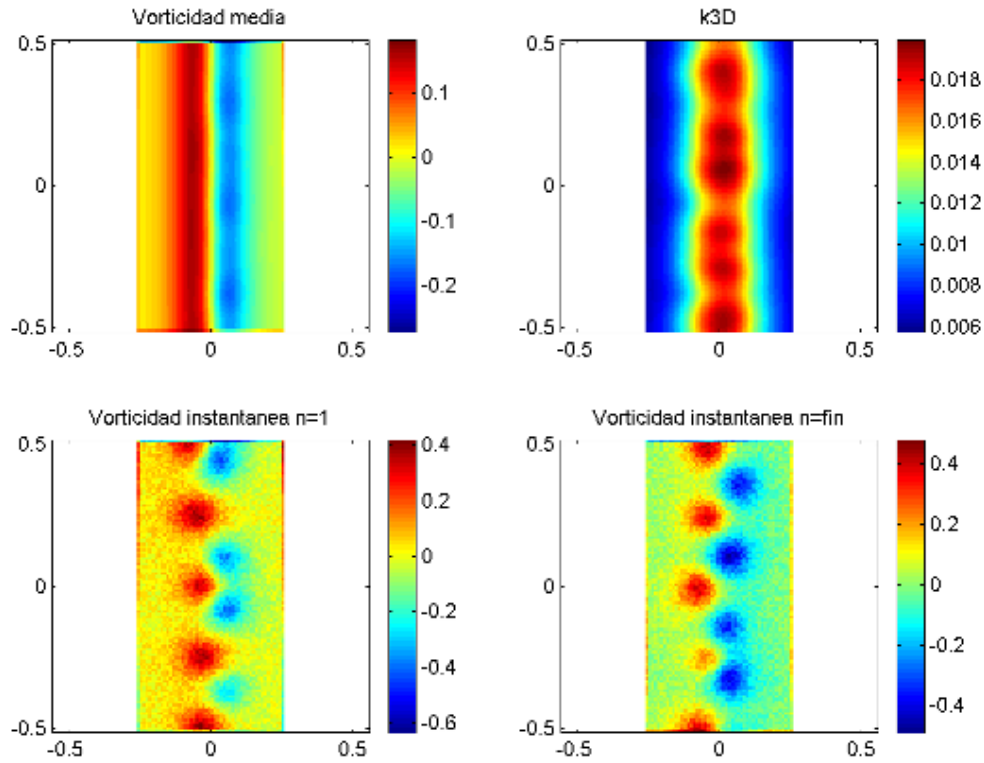


Figura 5.19: Calle de KARMAN simulada.

$$k \sim 10\%, \sigma_{\omega p} \sim 25\%, \Delta x_v = \Delta y_v = 50\%.$$

$\sigma_{\omega p}$ se ha fijado en un 25 %, como en el caso anterior. La figura 5.20 presenta los resultados obtenidos. La velocidad de convección aparece siendo la misma y se pueden identificar claramente los vórtices contra rotatorios, al igual que en la figura 5.18.

En muchas aplicaciones de interés industrial, pueden existir mas de una velocidad convectiva, y mas de un tipo de estructura coherente. Se propone aquí como ejemplo la calle de vórtices generada por el labio separando el by-pass y el chorro central de una tobera de aviación. Dicha calle de vórtices está descrita con detalle en [7].

El aire del anillo exterior sale a una velocidad media de 303 m/s y a una temperatura estática de 55°C, mientras el aire calentado a 560°C sale a 400 m/s. Uno esperaría encontrar en estas condiciones una capa de mezcla turbulenta, pero el perfil y el espesor del labio así como la diferencia de densidades entre los dos flujos hace que se genere una calle

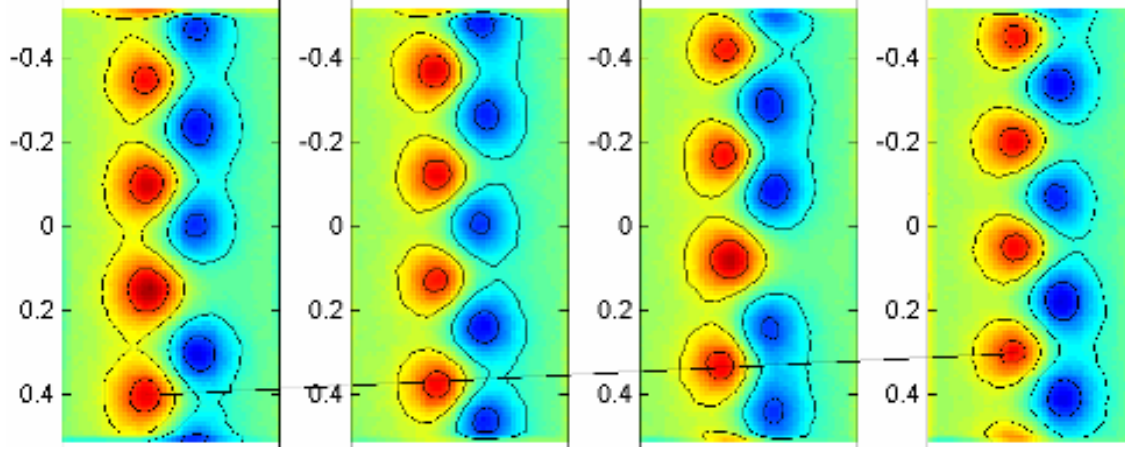


Figura 5.20: Calle de KARMAN reconstruida.

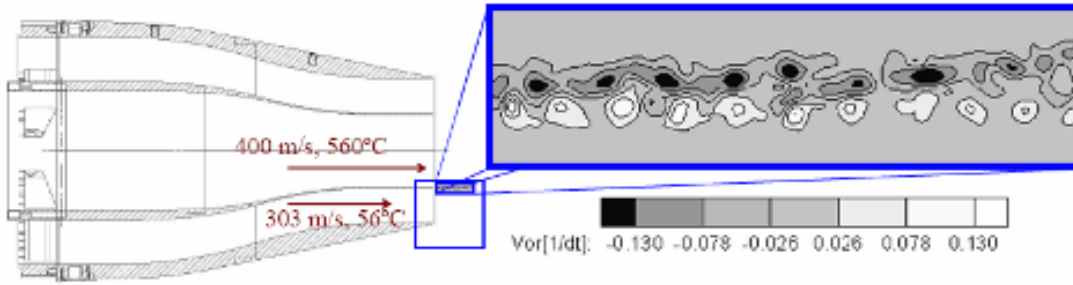


Figura 5.21: Calle de vórtices medida en [7].

de vórtices muy persistente (hasta 9 parejas de parejas de vórtices antes de la rotura). En [7]) se presentan mas detalles.

Debido al gradiente de velocidad, los vórtices de la calle superior en la figura 5.21 son del orden de dos veces mas potentes: $\omega_{p.sup} \sim 2\omega_{p.inf}$. La relación entre las velocidades convectivas es del orden de 1.5: $\frac{V_{CV.sup}}{V_{CV.inf}} \sim 1,5$. Esta diferencia entre las velocidades convectivas se puede apreciar en la diferencia de pendiente de las rectas pintadas en la figura 5.22. En este caso, solo se han tratado $N=90$ imágenes, debido a su alta resolución. En consecuencia, solo se han podido promediar pocos campos de vectores (en 5.22 $N_p=5$). Aún así, los resultados son muy prometedores.

i) El algoritmo permite una reconstrucción temporal del flujo a partir de realizaciones

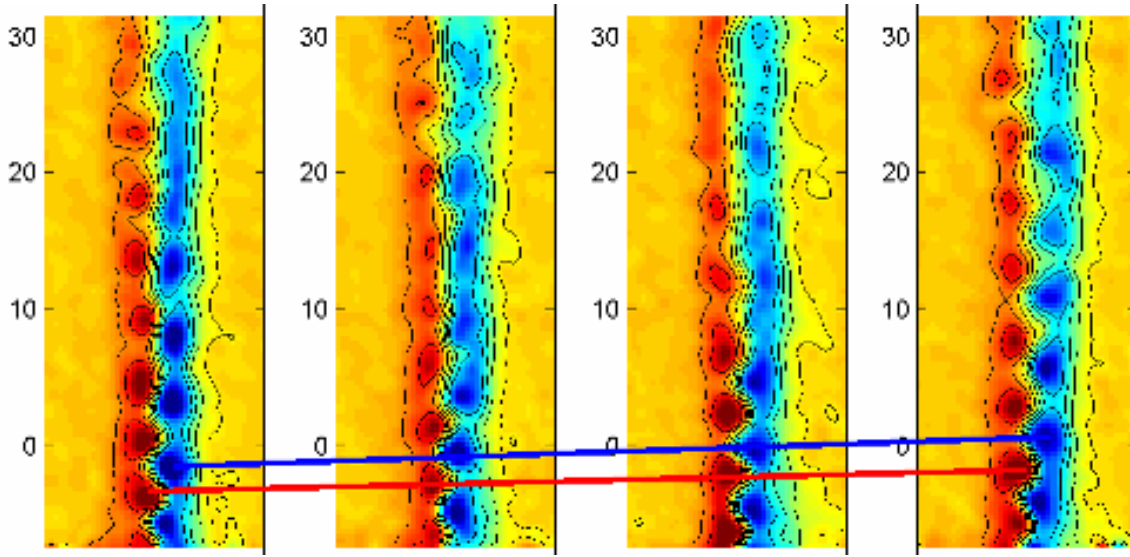


Figura 5.22: Calle de torbellinos reconstruida a partir de las medidas efectuadas en [7].

Ventanas de Interrogación: 16 x 16, con recubrimiento de 50 % y filtro espectral pasa bajos.

repartidas aleatoriamente en el espacio de fases. Es capaz de realizar esta tarea con pocos datos, aún que es deseable disponer de una base de datos mas extensa para eliminar ruido o discriminar estructuras secundarias³. Además, los resultados son excelentes tanto para campos simulados como para campos reales.

ii) El algoritmo permite también discriminar velocidades de convección distintas, como en la figura 5.22. Eso la convierte en una herramienta ventajosa a la hora de tratar con flujos presentando varias capas de cortadura (como en los quemadores estabilizados por swirl presentados en el capítulo 1).

³ Aplicando el algoritmo a una misma fase, se puede discriminar las estructuras mas pequeñas dentro de la estructura “grande” analizada

5.4. “POD” Y RECONSTRUCCIÓN TEMPORAL

A diferencia de la descomposición en “wavelets”, las descomposiciones en series no necesitan un patrón de referencia arbitrario para ser generadas, lo que es una ventaja sustancial. Las series de FOURIER son muy fieles a la hora de reconstruir la señal original, pero necesitan un gran número de modos. Además modos alejados de los iniciales pueden tener una contribución igual o más de importante que la del primer armónico. Por último, y mas importante, los modos de FOURIER no tienen ningún significado físico “a priori”, lo que hace que esta técnica pueda resultar inaplicable para identificar estructuras coherentes. Orthogonal Decomposition” (POD, o descomposición ortogonal propia) se busca una serie de modos ortonormales que representan una media de las estructuras que aportan más energía al flujo. Su capacidad surge de sus propiedades matemática que indican que se trata de la mejor base de descomposición en muchas aplicaciones. En el contexto de la turbulencia, la POD fue introducida por LUMLEY [8]; pero dada su utilidad fue descubierta en muchas disciplinas simultáneamente con distintos nombres [9].

5.4.1. Fundamentos

La POD consiste en encontrar una base ortonormal \mathbb{B} para el espacio \mathbb{L}^2 de funciones Φ linealmente independientes e integrables 2 veces definidas sobre un volumen Ω . La funciones $\vec{u}(x, y, z) = \vec{u}(\vec{r})$ que se han medido con PIV forman un subconjunto \mathbb{U} del espacio \mathbb{L}^2 . Para este espacio vectorial se definen un producto escalar entre 2 funciones Φ_i y Φ_j y una norma $\|\Phi_i\|$ (representativa de la energía de Φ_i)⁴:

$$\begin{aligned} \langle \Phi_i | \Phi_j \rangle &= \int \int \int_{\Omega} \Phi_i(r) \Phi_j^*(r) dr^3 \\ \|\Phi_i\|^2 = \langle \Phi_i | \Phi_i \rangle &= \int \int \int_{\Omega} \Phi_i(r) \Phi_i^*(r) dr^3 \end{aligned} \quad (5.15)$$

Se necesita también un operador de promedio (espacial, temporal, estadístico o en fase), $\bar{\Psi}$; que sirve para definir la función única $\Psi(\vec{r})$ que “mas se parece” a $\vec{u}(\vec{r})$ en promedio.

⁴El símbolo * representa el complejo conjugado en el caso de tratar con funciones complejas

Es decir, que cumpla la condición matemática siguiente:

$$\frac{|\langle u|\Psi\rangle|^2}{\|\Psi\|} = \max_{\Phi} \frac{|\langle u|\Phi\rangle|^2}{\|\Phi\|} \quad (5.16)$$

Haciendo una analogía con un sub-espacio \mathbb{V} de vectores de \mathbb{R}^3 , Ψ es el vector más paralelo en promedio a todos los de \mathbb{V} .

Según [9] y [8], una condición necesaria para satisfacer la condición de la expresión 5.16 es que Ψ sea una autofunción de tensor de correlación $\mathbf{R}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = u(\mathbf{r}) \otimes u^*(\mathbf{r}')^5$.

$$\int \int \int_{\Omega} \mathbf{R}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \Psi(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'^3 = \lambda \Psi(\mathbf{r}) \quad (5.17)$$

La teoría espectral [10] asegura que el mayor autovalor corresponde a la condición 5.16. La representación POD de las funciones u_i consiste entonces en encontrar los autovalores de la matriz $\mathbf{R}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$. Particularizando al problema discreto que nos ocupa, u_i es una matriz de dimensión $Nx \times Ny$, y el tensor de correlación \mathbf{R} es de dimensión $(Nx \times Ny)^2$. Los datos que se tratan generalmente provienen de experimentos o de simulaciones numéricas, donde es muy fácil que Nx y $Ny > 100$; con lo cual $\dim(R) > 10^4 \times 10^4$. La diagonalización de esta matriz exige un esfuerzo computacional muy importante, y resolver el problema directo no es viable. El análisis se puede simplificar si el número de realizaciones N es inferior a la dimensión de \mathbf{R} . En este caso \mathbf{R} es singular y su núcleo, o “kernel”, es de dimensión $N \times N$. Entonces las autovalores se pueden escribir como combinación lineal de las funciones u_i (SIROVICH [12]):

$$\Psi(\mathbf{r})^{(k)} = \sum_{i=1}^N \chi_i^{(k)} \cdot u_i(\mathbf{r}) \quad (5.18)$$

sustituyendo en 5.17, se obtiene:

$$\int \int \int_{\Omega} \left(\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_i(\mathbf{r}) \cdot u_i^*(\mathbf{r}') \right) \cdot \left(\sum_{j=1}^N \chi_j^{(k)} u_j(\mathbf{r}') \right) d\mathbf{r}'^3 = \lambda^{(k)} \left(\sum_{j=1}^N \chi_j^{(k)} u_j(\mathbf{r}) \right) \quad (5.19)$$

Ahora, se distribuyen los sumatorios de la integral y se sacan de ella las constantes que no dependen de \mathbf{r}' . Luego, en el miembro de la derecha, el sumatorio se puede hacer sobre

⁵En esta expresión, \otimes representa el producto tensorial

i o j igualmente, dada la definición 5.18. Con eso, queda:

$$\sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N \frac{1}{N} \chi_j^{(k)} \cdot u_i(\mathbf{r}) \int \int \int_{\Omega} u_j(\mathbf{r}') \cdot u_i^*(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'^3 = \sum_{i=1}^N \lambda^{(k)} \chi_i^{(k)} u_i(\mathbf{r}) \quad (5.20)$$

Ahora bien, se define la matriz de correlación entre dos realizaciones como:

$$C_{i,j} = \frac{1}{N} \int \int \int_{\Omega} u_i(\mathbf{r}) \cdot u_j^*(\mathbf{r}) d\mathbf{r}^3 = \frac{1}{N} \langle u_i | u_j \rangle \quad (5.21)$$

Si el operador promedio $\bar{\Psi}$ es un promedio estadístico (de conjunto), la técnica particular de POD se llama “snapshot POD” porque reconstruye los modos a partir de una muestra de realizaciones temporalmente independientes. Los sumatorios sobre i en 5.20 se pueden quitar porque en álgebra lineal la igualdad de una suma equivale a la igualdad de cada miembro de la suma para el caso que de que sean linealmente independientes. En dicho caso, eliminando los sumatorios y simplificando los $u_i(\mathbf{r})$ a ambos lado de la igualdad, se obtiene finalmente:

$$\sum_{j=1}^N C_{j,i} \chi_j^{(k)} = \lambda^{(k)} \chi_i^{(k)} \quad (5.22)$$

5.22 conduce a otro problema de autovalores, buscando las autofunciones $\chi^{(k)}$ de $C_{i,j}$, con los mismos autovalores $\lambda^{(k)}$ que el problema 5.17.

Se resuelve el problema 5.17 diagonalizando la matriz $C_{i,j}$, obteniendo las autofunciones $\chi^{(k)}$ y los autovalores $\lambda^{(k)}$. Se normalizan las autofunciones $\chi^{(k)}$ con su norma con tal de obtener una base ortonormal. La definición de la norma y la restricción de la aplicación a funciones integrables dos veces aseguran que todos los $\lambda^{(k)}$ son positivos (estrictamente si todas las realizaciones son linealmente independientes) y finitos. Así se pueden ordenar los autovalores por orden decreciente tal que $\lambda^{(1)} > \lambda^{(2)} > \dots > \lambda^{(k)} > \lambda^{(k+1)} \dots$

Finalmente se obtienen los modos de POD: según 5.18, los modos $\Psi^{(k)}$ son una combinación lineal de los u_i con los coeficientes $\chi_i^{(k)}$:

$$\Psi^{(k)} = \sum_{i=1}^N \chi_i^{(k)} \cdot u_i(x, y)$$

Los coeficientes $a_i^{(k)}$ de la expansión en serie se calculan proyectando los u_i en la nueva base $\Psi^{(k)}$:

$$a_i^{(k)} = \frac{\langle u_i | \Psi^{(k)} \rangle}{\langle \Psi^{(k)} | \Psi^{(k)} \rangle} \quad (5.23)$$

haciendo uso de la normalización y de las propiedades de Ψ ($\langle \Psi^{(k)} | \Psi^{(k)} \rangle = \lambda^{(k)}$):

$$a_i^{(k)} = \frac{1}{\lambda^{(k)}} \langle u_i | \Psi^{(k)} \rangle \quad (5.24)$$

$$u_i(x, y) \approx \sum_{k=1}^N a_i^{(k)} \Psi^{(k)} \quad (5.25)$$

Como se ha comentado, el desarrollo está particularizado para el caso de que los “snapshots” sean linealmente independientes, lo que asegura la posibilidad de diagonalización de la matriz $C_{i,j}$, y de encontrar una base a partir de ellos. Los datos tratados aquí provienen de PIV donde se han usado tiempos entre pares de imágenes del orden del segundo, siendo la escala integral del flujo del orden de 5-10 milisegundos. A priori se puede esperar estadísticamente que las adquisiciones sean linealmente independientes. No obstante, se ha de comprobar que no hay inconsistencias.

5.4.2. Propiedades

El método de descomposición POD presenta propiedades interesantes, listadas a continuación. Se insiste también sobre las restricciones que implican estas propiedades.

1) El POD es la descomposición que maximiza ordenadamente el promedio de los productos escalares definidos en la expresión 5.15. Se podrían definir otros productos escalares en este mismo espacio vectorial, pero 5.15 es un producto euclidiano, cuya norma, si se hace con velocidades, es representativa de la energía cinética. Se puede hacer igualmente con las fluctuaciones de la velocidad, descomponiendo la velocidad como lo hizo REYNOLDS. Aquí también la norma euclidiana es representativa de la energía cinética, pero turbulenta esta vez.

2) Aún que la descomposición sea óptima en el sentido de la energía contenida en los modos (si el producto escalar se ha definido correctamente), los modos no tienen porque existir en la realidad. Efectivamente, el modo de más energía podría ser en realidad la combinación de dos modos reales conteniendo menos energía. Este extremo se comenta en mas detalle en la sección 5.4.4.

3) Conserva el espectro de frecuencias espaciales de la turbulencia y de sus 3 componentes. Esto se debe a que los modos de POD son una combinación lineal de los “snapshots”

de velocidad y , por otra parte, la transformada de FOURIER también es un operador lineal. En consecuencia la POD ha de conservar el espectro de la turbulencia. Se muestra a continuación un ejemplo (figura 5.23). Se ha aplicado la descomposición en modos ortogonales a medidas de PIV realizadas sobre el quemador descrito en el capítulo 5 (con una tobera de 20 grados de semi-ángulo de apertura a un numero de REYNOLDS de 9000).

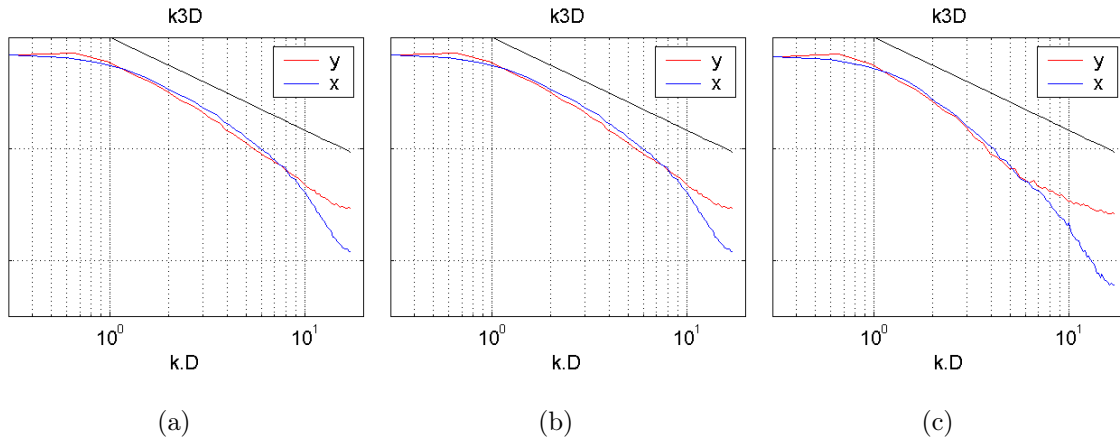


Figura 5.23: Espectro espacial de turbulencia “k3D” obtenido partir de los datos de S-PIV.

Las abscisas han sido adimensionalizadas con el diámetro de la tobera D_0 .

(a) Original; (b) Con POD (todos los modos); (c) Con los 50 primeros modos de la POD.

Debido a su definición, la POD es un método muy bien adaptado para representar el espectro de energías, aún con pocos modos (véase figura 5.23). La convierte igualmente en una herramienta muy útil a la hora de buscar picos en el espectro ([13]) a pesar de que los modos individuales puedan no corresponder a modos reales.

4) La POD se suele realizar sobre el campo de velocidades (o sus fluctuaciones), ya que uno de sus propósitos iniciales era maximizar la energía cinética (del flujo medio o turbulento) capturada en un numero reducido de modos.

No obstante, con el propósito de hallar estructuras coherentes en un flujo, la velocidad puede resultar una variable inadecuada. De hecho, la velocidad medida (o calculada) depende de la velocidad del observador, es decir del sistema de referencia. Ejemplo: de las mismas estructuras con diferentes velocidades de convección no resultaran mismos modos

de POD [14]. Esto resulta muy problemático en flujos donde existe una gama importante de velocidades convectivas: flujos con capas de cortadura. De ahí que los modos extraídos a partir de la velocidad pueden llevar a una interpretación incorrecta de la dinámica del flujo.

En cambio, la vorticidad es una variable que caracteriza bastante bien las estructuras (principalmente vórtices), y además tiene la ventaja de no depender del sistema de referencia del observador: es un invariante galileano, o “galilean invariant”.

5) A menudo el volumen de datos (experimentales o numéricos) es muy grande, ya que se suelen tratar por lo menos 1000 realizaciones de un fenómeno para obtener estadísticas bastante bien convergidas para poder calcular la energía cinética turbulenta y espectros. En este sentido, el POD, es una herramienta muy atractiva. La descomposición resulta en una serie de modos que representan una media temporal de las estructuras que aportan más energía al flujo. Realizando una truncadura, se reduce enormemente el volumen de datos conservando la mayoría de la información relevante (véase figura 5.23c).

5.4.3. Aplicación a campos periódicos

Considérese la descomposición de Reynolds para el campo $U(x, y, t)$. Llevando a cabo la descomposición, queda:

$$u_i(x, y, t) = \langle U(x, y) \rangle + u'_i(x, y, t) \quad (5.26)$$

donde $\langle U(x, y) \rangle$ es el campo la media temporal y $u'_i(x, y, t)$ las perturbaciones. Ahora bien, se descomponen las fluctuaciones en una parte periódica según la dirección y ($u_{0,i}$); e una parte correspondiendo a turbulencia homogénea.

$$u'_i(x, y, t) = \tilde{U}(x, y, t_i) + \epsilon(x, y, t) \quad (5.27)$$

La contribución $\tilde{U}(x, y, t)$ tiene dos propiedades fundamentales.

(i) Es periódica en el tiempo, y se puede escribir como una expansión en serie de FOURIER:

$$\tilde{U}(\mathbf{r}, t_i) = \sum_{n=1}^{\infty} (A_n(\mathbf{r}) \cos(nT_i) + B_n(\mathbf{r}) \sin(nT_i)) \quad (5.28)$$

donde T_i se define como: $T_i = \frac{2\pi i}{N}$

(ii) Haciendo la hipótesis de TAYLOR, la convección es poco disipativa a escalas grandes, y existe una equivalencia local entre periodicidad temporal y espacial, relacionados entre si por la velocidad de convección del flujo \mathbf{c} tal que $f_{space} = f_{time}/||\mathbf{c}||^6$. Entonces, si $\tilde{U}_i = f(\mathbf{r}, t_i)$:

$$\tilde{U}_j \approx f(\mathbf{r} - \mathbf{c}(t_j - t_i)) \quad (5.29)$$

En el caso de estructuras coherentes, la contribución de las estructuras a la energía del flujo es mucho mas importante que la de la turbulencia homogénea. Por ello se considera en lo que sigue $\epsilon = o(\tilde{U})$.

Aplicando la descomposición ortogonal (ecuaciones 5.15 a 5.24):

$$C_{i,j} = \frac{1}{N} \sum_{x_n} \sum_{y_m} \left[\langle U(x_n, y_m) \rangle + \tilde{U}(x_n, y_m, t_i) + \epsilon(x_n, y_m, t_i) \right] \cdot \left[\langle U(x_n, y_m) \rangle + \tilde{U}(x_n, y_m, t_j) + \epsilon(x_n, y_m, t_j) \right] \quad (5.30)$$

despreciando los ϵ , se tiene:

$$C_{i,j} = \frac{1}{N} \sum_{x_n} \sum_{y_m} \left\{ \langle U \rangle^2 + \langle U \rangle (\tilde{U}_i + \tilde{U}_j) + \tilde{U}_i \tilde{U}_j \right\} \quad (5.31)$$

Para simplificar, llamemos los tres términos de la ecuación 5.31 C_0 , C_1 y C_2 , de izquierda a derecha.

C_0 es el sumatorio de $\langle U \rangle^2$ es una constante (K_0) que no depende de la pareja $\{i, j\}$.

Si las estructuras tienen coherencia espacial y periodicidad temporal, se puede usar la segunda propiedad de los \tilde{U} (ecuación 5.29). Entonces, C_1 se puede reescribir de la siguiente manera:

$$C_1 \approx \frac{1}{N} \sum_{x_p} \sum_{y_q} \left\{ \langle U \rangle \sum_{n=1}^{\infty} A_n(\mathbf{r} - \varphi_i) + A_n(\mathbf{r} - \varphi_j) \right\} \quad (5.32)$$

⁶Es muy importante notar que en el marco del POD, esta hipótesis solo es válida si la longitud de onda espacial es muy inferior al tamaño de la zona donde se realiza el POD.

con $\varphi_i = \mathbf{c}t_i$ y φ_i es muy inferior a los límites de integración.

En este caso, es decir si $\varphi_i \ll \Omega$:

$$\int \int_{\Omega} \langle U \rangle \sum_{n=1}^{\infty} A_n(\mathbf{r} - \varphi_i) d\mathbf{r} \approx \int \int_{\Omega} \langle U \rangle \sum_{n=1}^{\infty} A_n(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = K_1 \quad (5.33)$$

Con lo cual, queda al final:

$$C_1 \approx \frac{2}{N} K_1 \quad (5.34)$$

Ahora, desarrollando el término C_2 , y observando que en fenómeno físicos naturales periódicos, $A_n \gg A_{n+1}$, se desprecian los términos de orden superior. Se obtiene:

$$\begin{aligned} C_2 \approx \frac{1}{N} \sum_{x_p} \sum_{y_q} \frac{1}{2} (A_1^2(\mathbf{r}) + B_1^2(\mathbf{r})) \cos(T_i - T_j) + \dots \\ + \frac{1}{2} (A_1^2(\mathbf{r}) - B_1^2(\mathbf{r})) \cos(T_i + T_j) + \dots \\ + A_1(\mathbf{r}) B_1(\mathbf{r}) \sin(T_i + T_j) \end{aligned} \quad (5.35)$$

Luego, la amplitud de las funciones A_1 y B_1 son parecidas, sean cuales sean los puntos considerados $\{x_p, y_q\}$, con lo cual:

$$\sum_{x_p} \sum_{y_q} \frac{1}{2} (A_1^2(\mathbf{r}) - B_1^2(\mathbf{r})) \cos(T_i + T_j) \approx 0 \quad (5.36)$$

Además, $A^2 + B^2 > 2AB$, sean cual sean A y B ⁷. Entonces:

$$\sum_{x_p} \sum_{y_q} \frac{1}{2} (A_1^2(\mathbf{r}) + B_1^2(\mathbf{r})) > \sum_{x_p} \sum_{y_q} A_1(\mathbf{r}) B_1(\mathbf{r}) \quad (5.37)$$

De todo ello se llega a una aproximación final de C_2 :

$$C_2 \approx \frac{1}{N} (K_2 \cos(T_j - T_i) + K_3 \sin(T_i + T_j)) \quad (5.38)$$

con K_2 y K_3 constantes, teniendo la expresión siguiente:

$$\begin{aligned} K_2 &= \sum_{x_p} \sum_{y_q} \frac{1}{2} (A_1^2(\mathbf{r}) + B_1^2(\mathbf{r})) \\ K_3 &= \sum_{x_p} \sum_{y_q} A_1(\mathbf{r}) B_1(\mathbf{r}) \end{aligned} \quad (5.39)$$

⁷Esta propiedad es fundamental para la diagonalización de la matriz de correlación en la expresión 5.40

Finalmente, la expresión aproximada de la matriz de correlación $C_{i,j}$ queda:

$$C_{i,j} \approx \frac{1}{N} (K_0 + 2K_1 + K_2 \cos(T_j - T_i) + K_3 \sin(T_i + T_j)) \quad (5.40)$$

A partir de aquí, se puede demostrar:

- 1) Factorizando $p(\lambda) = |C - \lambda I|$ se obtiene $p(\lambda) = (\lambda - \lambda^{(0)})(\lambda - \lambda^{(1,2)})^2 \lambda^{N-3}$
- 2) Existen entonces solo tres autovalores no negativos tal que:

$$\begin{aligned} \lambda^{(0)} &= K_0 + 2K_1 \\ \lambda^{(1)} &= \lambda^{(2)} = K_2/2 \end{aligned} \quad (5.41)$$

- 3) Los tres autovectores correspondientes son:

$$\begin{aligned} \chi_i^0 &= \frac{1}{\sqrt{N}} \\ \chi_i^1 &= \sqrt{\frac{2}{N}} \cos\left(\frac{2\pi i}{N}\right) \\ \chi_i^2 &= \pm \sqrt{\frac{2}{N}} \sin\left(\frac{2\pi i}{N}\right) \end{aligned} \quad (5.42)$$

Aplicaciones

Recientemente, autores tal que [15], [16], [17] y [18], observaron esta evolución temporal de los coeficientes de los tres primeros modos de POD, analizando datos de LES o de PIV anclado en fase para distintos tipos de flujos. Sospecharon que los modos de POD estaban de alguna manera relacionados con la convección de estructuras coherentes. La implicación fundamental de la ecuación 5.42 expresa precisamente este hecho.

Otro resultado importante es que los coeficientes de la descomposición son completamente independientes de los modos de POD y son periódicos. Esto proporciona una manera muy conveniente de ordenar las realizaciones aleatorias de PIV no resueltas en el tiempo, usando las funciones coseno y seno respectivamente, como ha establecido el desarrollo llevando a la ecuación 5.42. Un promedio en fase se puede realizar a partir de esta información reordenada en tiempo. El apartado siguiente proporciona un ejemplos de tal reconstrucción temporal.

Para describir el flujo en distintos fases a lo largo de un periodo, es conveniente disponer de al menos 100 realizaciones de PIV para el promedio de cada fase, con el fin de evaluar una media en fase fiable. Esto implica procesar una cantidad enorme de imágenes para tener los suficientes “snapshots” en una determinada fase.

De manera alternativa, para cualquier resolución temporal, [17] propone utilizar directamente los coeficientes periódicos de la descomposición (expresión 5.42), requiriendo mucho menos datos experimentales. No obstante, el beneficio de este método en cuanto a resolución temporal se ve penalizado por una pérdida del contenido físico, ya que parte de la energía del flujo no se tiene en cuenta al truncar la expansión en modos. Ambos métodos se pueden emplear para comparar el contenido dinámico de datos experimentales y de simulaciones numéricas, en vez de utilizar estadísticas o métodos tradicionales basados en correlaciones en varios puntos.

La principal ventaja del primer método es que las estructuras identificadas no dependen de los modos de POD, sino únicamente de sus coeficientes periódicos. Otra ventaja es que el flujo resultante no presenta dispersión de fase, como suele ocurrir en medidas ancladas en fase en flujos casi periódicos.

Limitaciones

- Ambigüedad temporal

Es importante destacar que el desfase que existe entre χ_i^1 y χ_i^2 puede ser $\pm\frac{\pi}{2}$, lo que lleva a una ambigüedad sobre el sentido de la marcha temporal. Esta ambigüedad se ha de levantar usando la velocidad convectiva, que indica la dirección de propagación de las estructuras.

- Coherencia espacial y periodicidad

Los resultados de esta sección se basan en la hipótesis de coherencia espacial y periodicidad temporal. Si no se cumplen ambas hipótesis, el método no se puede aplicar. Típicamente, en un flujo donde domine la turbulencia propiamente dicha, aunque presente cierta coherencia (por ejemplo vórtices), el método es inaplicable.

- Indeterminación de la frecuencia

La duración del periodo es desconocida y ha de estimarse a partir de otros datos experimentales (señal de presión por ejemplo en el capítulo 6).

5.4.4. Pruebas con una calle de torbellinos

Se han probado las prestaciones de este método con los campos simulados en la sección 5.3.2 con éxito. Para comprobar su aplicabilidad a medidas reales, se ha aplicado a la calle de torbellinos descrita en [7].

Se presentan a continuación los tres primeros modos de POD basados en la vorticidad del flujo. Se han computados a partir de 200 realizaciones independientes de PIV. Como era de esperar visto los resultados del apartado anterior, el primer modo es muy parecido a la media del flujo. Los dos modos siguientes son muy similares entre si, pero desfasados de $\pi/4$, como sugería la ecuación 5.42.

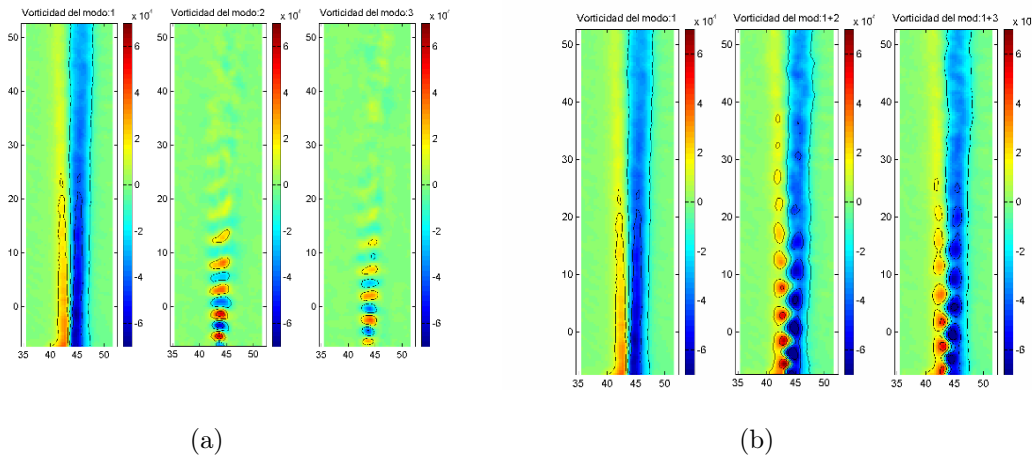


Figura 5.24: Tres primeros modos de POD.

(a) Modos en bruto; (b) Suma de los modos con el flujo medio.

En la figura 5.24b, se ha sumado el primer modo a los siguientes para reconstruir la contribución de los tres primeros modos al campo de vorticidad real. Se puede apreciar claramente la calle de vortices, suavizado por el hecho de haber utilizado únicamente 3 modos. La utilización de tan poco modos en este caso tiene su justificación en el hecho de que, en este caso, la contribución de los tres primeros modos representa cerca de un 80 %

de la energía del flujo basada en la vorticidad, como muestra la figura 5.25.

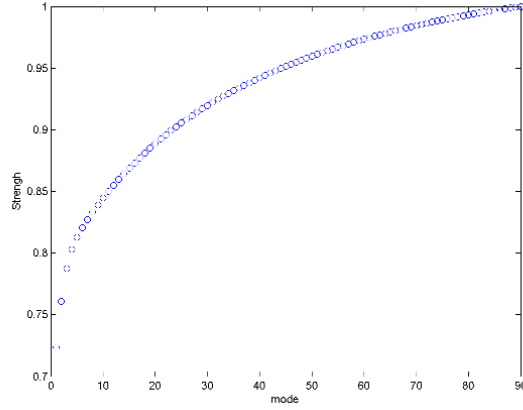


Figura 5.25: Importancia relativa acumulada de cada modo.

Al margen de la eficiencia de maximización de la energía del POD, la contribución de cada instantánea, o “snapshot”, a los tres primeros modos ha de seguir la tendencia establecida en la expresión 5.42. La secuencia de estas contribuciones (los $\chi_i^{(k)}$) se presenta en la figura 5.26.

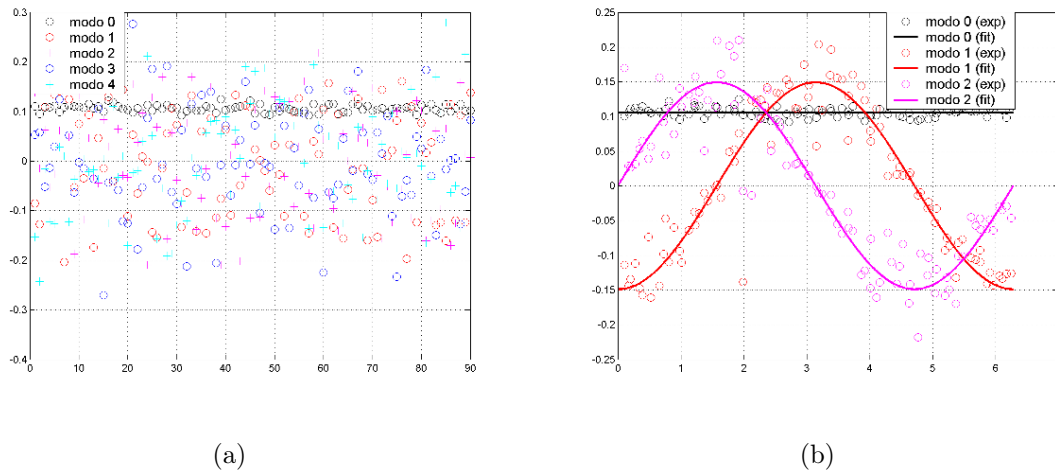


Figura 5.26: Secuencia de los $\chi_i^{(k)}$.

(a) Secuencia de los $\chi_i^{(k)}$ sin ordenar; (b) Secuencia de los $\chi_i^{(k)}$ ordenada.

La figura 5.26a muestra la secuencia bruta de estos coeficientes, mientras la figura

5.26b propone la reorganización de los mismos después realizar el ajuste a las funciones trigonométricas establecidas por la expresión 5.42.

Después de ordenar y reconstruir las fases como en la figura anterior, se obtienen sencillamente las doce fases siguientes, representativas de la evolución temporal de un periodo de la calle de torbellinos.

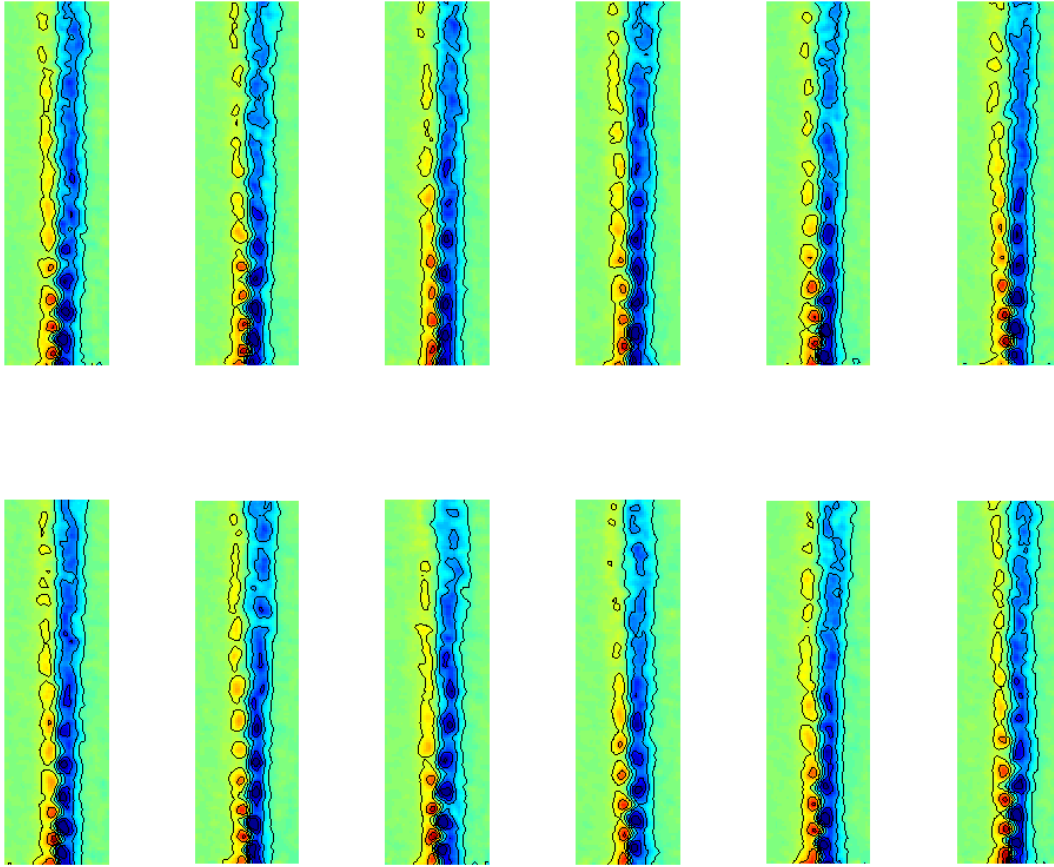


Figura 5.27: 12 fases promediadas.

Esta evolución presenta claramente la convección y el desarrollo de los torbellinos en el seno de la capa de cortadura generada por el labio de la tobera. La falta de resolución espacial y la escasez del número de realizaciones de la medida (solo 200 “snapshots”) no permite profundizar en la caracterización de esta evolución.

No obstante, los resultados son muy prometedores y son muy similares a los resultados obtenidos con el promedio en pseudo-fases descrito en la sección anterior para el mismo

flujo a partir de los mismos datos experimentales. Además, este procedimiento no está limitado en cuanto a resolución temporal, ya que se pueden utilizar los modos de POD y sus coeficientes $chi_i^{(k)}$ para “interpolar” en tiempo.

Este método se aplica al quemador con mas detalle en el ultimo capítulo de esta tesis.

Bibliografía

- [1] LA VISION GMBH, 2005, *DaVis Flow Master Software*, DaVis Flow Master Software Manual for DaVis 7.1, pp. 127-135. Göttingen, Printed in Germany.
- [2] ACOSTA A., LECUONA A., NOGUEIRA J., RUIZ-RIVAS U., 2002, *Adaptive Linear Filters for PIV Data Derivatives*, 11th Int. Symp. on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics. Lisbon, Portugal.
- [3] WESTERWHEEL J., 1993, *Digital Particle Image Velocimetry, Theory and Application*, Delft, University Press.
- [4] WESTERWHEEL J., 1994, *Efficient Detection of Spurious Vectors in Particle Image Velocimetry data Sets*, Exp. Fluids, Vol. 16, pp. 236-247.
- [5] NOGUEIRA J., LECUONA A. and RODRÍGUEZ P.A., 1997, *Data validation, false vectors correction and derived magnitudes calculation on PIV data*, Vol 8, no. 12, pp. 1493-1501.
- [6] NOGUEIRA J., LECUONA A., NAURI S., LEGRAND M., RODRÍGUEZ P.A., 2008, *Multiple Δt strategy for PIV error correction in a hot propulsive jet facility*, to be published in Measurement Science and Technology.
- [7] NOGUEIRA J., LEGRAND M., NAURI S., RODRÍGUEZ P.A., LECUONA A., *Analysis of the vortex street generated at the core-bypass lip of a jet engine*

- nozzle*, Particle Image Velocimetry, New Developments and recent applications. Ed Springer (ISBN-978-3-540-73527-4).
- [8] LUMLEY J. L.; 1967, *The structure of inhomogeneous turbulence*, Atmospheric Turbulence and wave Propagation, ed. A. M. Yaglom, V. I. Tatarsky, pp 166-178. Moscow: Nauka.
- [9] BERKOOZ G., HOLMES P., and LUMLEY J. L.; 1993, *The Proper Orthogonal Decomposition in the Analysis of Turbulent Flows*, Annual Review of Fluid Mechanics 25 : 539-75.
- [10] RIESZ F., NAGY B.; 1955, *Functional Analysis*. New York: Ungar
- [11] SIROVICH L., KIRBY M.; 1987, *Low-dimentional Procedure for the characterization of human faces*, Journal of Optical Society of America, Vol 4. n°3 : pp 519-525.
- [12] SIROVICH L.; 1987, *Turbulence and the dynamics of coherent structures. Part II: Symmetries and transformations*, Quarterly of Applied Mathematics Vol 45, n° 3 : pp 537-582.
- [13] DRUAULT P., DELVILLE J., and BONNET JP.; 2005, *Proper Orthogonal Decomposition of the mixing layer flow into coherent structures and turbulent Gaussian fluctuations*, C. R. Mecanique 333 (2005).
- [14] KOSTAS J., SORIA J., and CHONG M. S.; 2005, *A comparison between snapshot POD analysis of PIV velocity and vorticity data*, Experiment in Fluids Vol 38 : pp 146-160.
- [15] BEN CHIEKH M., MICHARD M., GROSJEAN N., and BERA J. C.; 2004, *Reconstruction temporelle d'un champ aérodynamique instationnaire à partir de mesures PIV non résolues dans le temps*, 9ème Congrès Francophone de Vélocimétrie Laser.

-
- [16] VAN OUDHEUSDEN B. W., SCARANO F., VAN HINSBERG N. P., and WATT D. W.; 2005, *Phase-resolved characterization of vortex shedding in the near wake of a square section cylinder at incidence*, Exp Fluids 39:86-98.
- [17] MEYER K. E., CAVAR D., and PEDERSEN J. M.; 2007, *POD as tool for comparison of PIV and LES data*, 7th International Symposium on Particle Image Velocimetry, Rome, Italy.
- [18] PERRIN R., BRAZA M., CID E., CAZIN S., BARTHET A., SEVRAIN A., MOCKETT C., and THIELE F.; 2007, *Obtaining phase averaged turbulence properties in the near wake of a circular cylinder at high Reynolds number using POD*, Exp. Fluids. 43: 341-355.

Capítulo

6

DESARROLLO Y ESTUDIO DETALLADO DE UN “LOW SWIRL BURNER”

Índice General

6.1. DISEÑO Y DESARROLLO DEL QUEMADOR	203
6.1.1. Diseños preliminares	203
6.1.2. Evolución del diseño	204
6.1.3. Diseño final	207
6.1.4. Geometría y parámetros de operación	209
6.2. ESTUDIOS PRELIMINARES	213
6.2.1. CAMPO ACÚSTICO CERCANO	213
6.2.2. Mapa de estabilidad	219
6.3. ESTUDIO DEL FLUJO ISOTERMO ($\Phi_0 = 0$)	230
6.3.1. Disposición de las cámaras	230
6.3.2. Comparación entre los flujos de tipo I y II	232
6.3.3. Reconstrucción temporal del flujo tipo II	239
6.4. ESTUDIO DEL FLUJO REACTIVO	243

6.4.1. Cortes axiales	243
6.4.2. Cortes cenitales	254
6.4.3. Estructuras coherentes	258
6.5. ESTIMACIÓN DEL ERROR DE MEDIDA	267
6.5.1. Error de estimación de la media	268
6.5.2. Desviación típica (RMS)	270
6.5.3. Términos cruzados	271

6.1. DISEÑO Y DESARROLLO DEL QUEMADOR

El diseño y desarrollo del quemador LSB ha sido un punto clave de esta Tesis. Ha habido un largo proceso desde el diseño preliminar al quemador que finalmente se caracteriza en las secciones 6.2 y posteriores. En esta sección se describe dicho proceso.

6.1.1. Diseños preliminares

El diseño inicial responde a los criterios que se definieron en el capítulo de introducción.

- En primer lugar, el quemador debe ser capaz de generar un campo fluido con giro para estabilizar la llama en una zona de baja velocidad. El objetivo es estudiar y caracterizar un quemador en configuración LSB, pero no se ha querido perder de vista la posibilidad de compararlo el campo fluido con un quemador HSB de geometría similar. Por eso es necesario que el quemador pueda generar un amplio rango del parámetro de swirl S , típicamente entre 0.4 y 1.5.

- Aún que sea la manera mas eficiente de generar giro, se descarta el empleo de alabes guía para producir swirl. Inducen estelas en el flujo, rompen la simetría de revolución del quemador y la necesidad de una geometría variable complica en exceso su diseño. Por eso se ha preferido un diseño con entradas mixtas: tangenciales y radiales para modular el swirl.

- El quemador ha de ser de geometría sencilla, para ser lo mas genérico posible y simplificar el mallado para simulaciones numéricas. No obstante, para asegurar la homogeneidad del flujo tanto como la de la mezcla, se ha decidido emplear una caja de vientos voluminosa aguas arriba de la salida del quemador, donde descargan las entradas tangenciales y radiales.

Con estos criterios, el primer diseño queda como expone la figura 6.1. Se genera el giro en la cámara gracias a dos tubos que entran en ella y acaban con codos a 90° . Además, la cámara cuenta con otros dos tubos que se introducen de forma radial y que terminan en su pared.

Al variar la relación de caudal que pasa por las entradas tangenciales y radiales, se consigue variar la cantidad de swirl. Un tubo central canaliza la mezcla desde la base de la

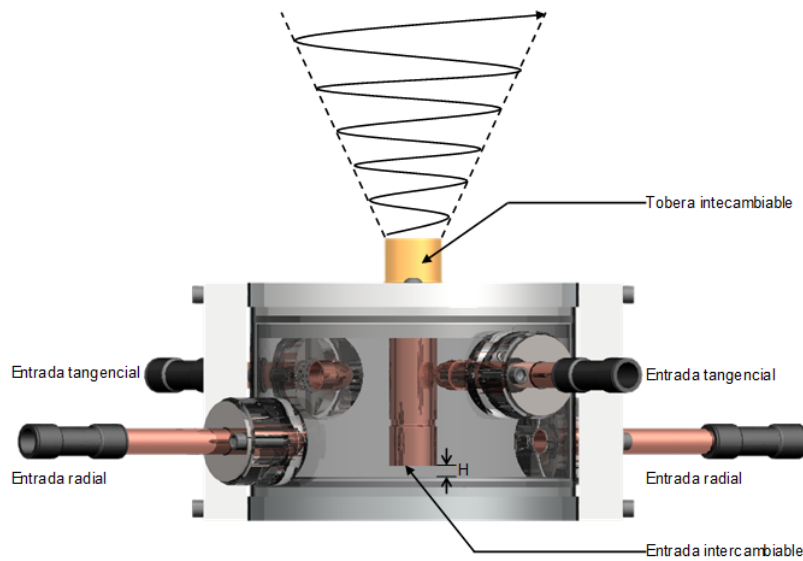


Figura 6.1: Diseño original del quemador.

cámara hacia el exterior. Este diseño con una pre-cámara cilíndrica permite homogeneizar la mezcla y las velocidades antes de emerger a la atmósfera.

Las entradas tangenciales son ajustables y se puede variar tanto su radio de entrada en la caja de vientos como el diámetro de las tuberías empleadas, acelerando el flujo. De esta manera, el swirl se puede modular o bien variando la posición y tamaño de las entradas tangenciales, o bien cambiando el ratio de caudal radial/tangencial.

6.1.2. Evolución del diseño

Para más flexibilidad en este diseño preliminar, se previeron unas toberas de salida intercambiables para poder cambiar la geometría. También la entrada al tubo central se diseñó con prolongaciones intercambiables también para poder variar la forma y ajustar la altura H (véase figura 6.1). La forma de las prolongaciones de entrada a la base del tubo reveló tener poca influencia en la topología del flujo y la estabilización de la llama. Por ello se eligió sencillamente una entrada recta con una distancia H a la base, diseñada para que no se acelere el flujo en el tubo ($H = D_{in}/4$), con el fin de evitar desprendimientos importantes.

En cambio, la apertura de la tobera de salida a la atmósfera apareció ser fundamental en el proceso de estabilización. Adicionalmente, la simetría juega un papel determinante, como se puede observar en la figura 6.2.

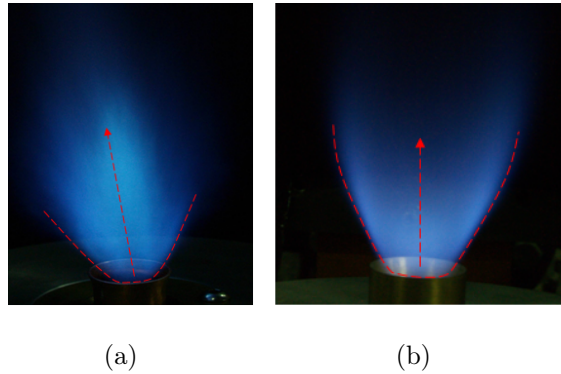


Figura 6.2: Llamas obtenidas con distintas toberas.

(a) Tobera de semi ángulo 20° ligeramente asimétrica; (b) Tobera de semi ángulo 22.5° mecanizada en el torno.

La forma de la llama y la posición del punto de remanso son muy sensible al tipo de tobera elegido, como ilustra la figura 6.4. Para explorar esta variable, se fabricaron distintas toberas representadas en la figura 6.3, y se trató de obtener llamas estabilizadas con swirl con ellas.

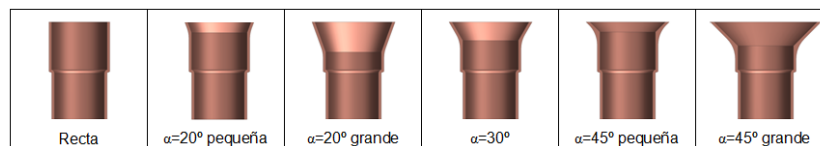


Figura 6.3: Toberas intercambiables.

Usadas en el diseño preliminar del quemador. α es el semi ángulo de apertura de las toberas.

Se obtuvieron llamas distintas dependiendo del tipo de tobera empleado. Un ejemplo representativo se presenta a continuación (figura 6.4 a y b). Estas llamas se han obtenido con dos toberas de distinta apertura pero con dosados, swirl y caudales parecidos. Las

toberas más abiertas tienden a facilitar la divergencia del flujo y la recirculación aparece con número de swirl ligeramente menor, facilitando la aparición de llamas estabilizadas con poco giro. Con la tobera de semi-ángulo de apertura de 45° , se obtienen dos tipos de llamas: abierta, de tipo HSB; y cerrada, de tipo LSB. Por ello se eligió esta tobera. Su altura, 20 mm sobre el plano superior del exterior de la caja de vientos, permite la ingestión de aire en el borde de la tobera. Con toberas mas bajas ($\lesssim 5$ mm) la llama tiende a pegarse a la superficie externa superior de la cámara de vientos.

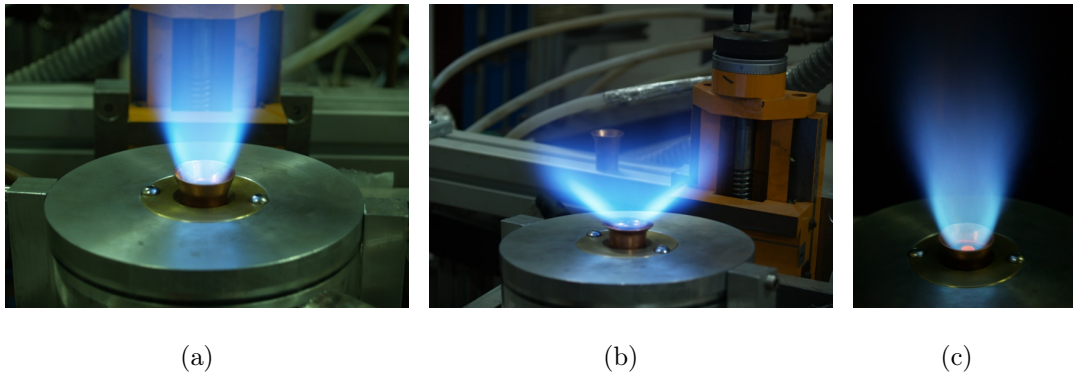


Figura 6.4: Llamas obtenidas con distintas toberas.

(a) Tobera de semi ángulo 20° ; (b) Tobera de semi ángulo 45° ; (c) Tobera de semi ángulo 45° y tubo central alto.

Desafortunadamente, ninguna de estas toberas permitía un acceso óptico sencillo a la zona de recirculación. Todas la llamas se estabilizan dentro de la tobera, en las capas límites de las paredes. El punto de remanso, marcado aproximadamente por la base de la llama, se sitúa en la origen del cono definido por las paredes divergentes de la tobera, como ilustra la figura 6.5.

Se decidió añadir un flujo axial en el centro del tubo principal, con el fin de “levantar” la llama fuera de la tobera. Esta configuración permite también estabilizar la llama con un swirl más pequeño ($S < S^*$), con lo que se entra en el dominio de quemadores de tipo LSB.

Al principio, se optó por un tubo relativamente fino, llevando la misma premezcla que el anillo exterior, y a una altura proxima a la tobera divergente, para empujar la base de

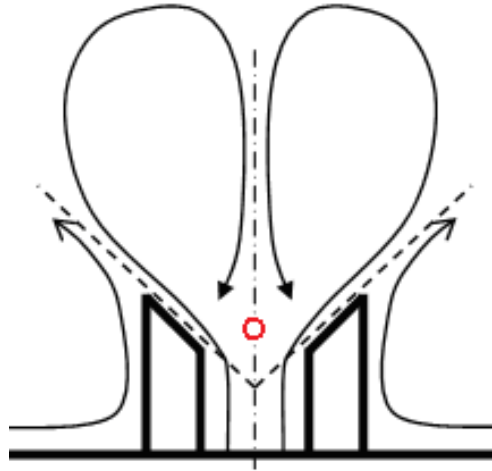


Figura 6.5: Posición aproximada del punto de remanso.
del quemador.

la llama fuera de la tobera. Esta configuración tampoco ofreció resultados aceptables, ya que la llama se anclaba en la estela generada por el tubo y se ponía al rojo vivo (véase figura 6.4c), haciendo necesario un sistema de refrigeración en esta zona.

Finalmente, se siguieron los criterios de diseño expuesto en [1] y [2], aumentando la relación de áreas de paso $R_A = \frac{Area_{interior}}{Area_{total}} \sim 0,5$. Con este diseño dejaron de emplearse las entradas radiales a la cámara de vientos ya que la entrada axial es suficiente para moderar la cantidad de giro. De esta manera, se simplifica la operación del quemador al limitar el número de variables.

6.1.3. Diseño final

La figura 6.6a describe visualmente la geometría de este quemador LSB-LPP. Una descripción más detallada con las distintas dimensiones acotadas se da en el apéndice A, al final de este documento. Dos entradas tangenciales generan momento angular que viaja junto con el fluido a través de la cámara de remanso cilíndrica. El flujo con el swirl generado entra en el pasaje anular coaxial y sale por la tobera. El tubo interior de esta configuración coaxial se alimenta atravesando el plano inferior de la cámara de vientos del quemador. El flujo en su interior no lleva componente tangencial. Ambos flujos coinciden

en la tobera y descargan en la atmósfera abierta (figura 6.6b). El swirl en el anillo exterior se controla por la distancia al eje de las entradas tangenciales; mientras que el número de swirl global se regula con la relación de flujo entre el anillo y el tubo interior con flujo axial.

La figura 6.6b presenta dos detalles relevantes. El tubo axial acaba 26 mm ($1 D_0$) aguas arriba del final de la tobera externa y su borde es afilado con un chaflán a 45° . Esta dos características evitan que la llama avance aguas arriba aprovechando la estela del tubo interior y retroceda para estabilizarse dentro de la tobera.

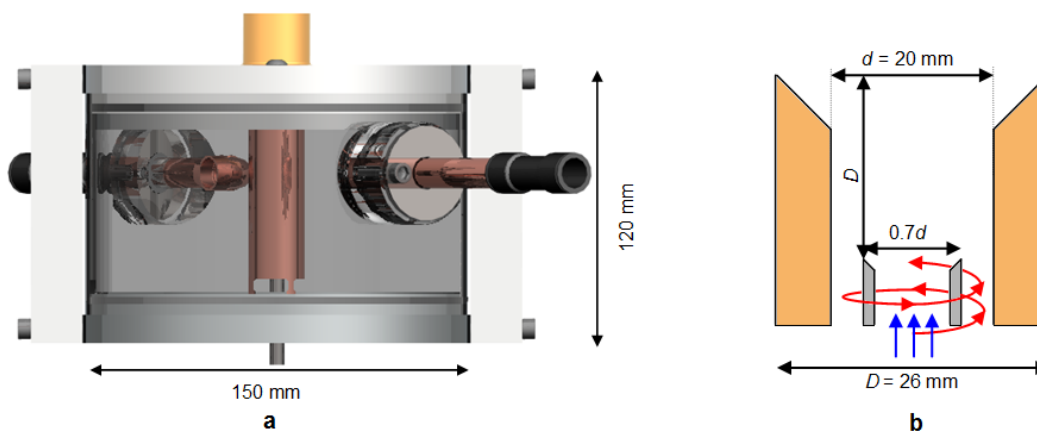


Figura 6.6: Esquema del swirler con entradas tangenciales.

a: vista general; b: detalle de la boquilla en un corte vertical. Para más detalle, referirse a los planos detallados en el apéndice del documento.

Este tipo de configuración, similar a las de las referencias ([1] y [2]) permite “levantar” el punto de remanso aguas abajo de la salida de la boquilla del quemador. De esta manera, las cámaras de PIV pueden enfocar la zona de recirculación entera.

En este trabajo, se emplea una tobera divergente con un semi-ángulo de salida de 45° para facilitar la expansión del flujo. Se ha tenido un cuidado muy especial a la hora de centrar los dos tubos concéntricos para tener condiciones de contorno lo más simétricas posibles. El sistema de centrado obligó un cambio de diseño en el tubo de entrada. Para asegurar que los tubos sean coaxiales, el tubo exterior ha de pasar a través de la base de la caja de vientos para tener un segundo punto de anclaje. El tubo central atraviesa

también esta base que se ha hecho más gruesa para guiarlo mejor. Una pieza de centrado permite asegurar el alineamiento a la altura de la tobera a una décima de milímetro.

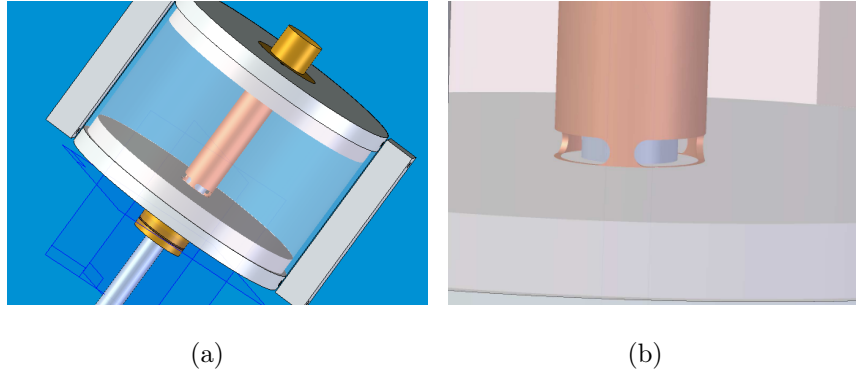


Figura 6.7: Detalle del sistema de centrado y de las entradas al conducto anular.

Aún así, el centrado es una operación compleja y cualquier pequeña desalineación residual puede afectar sensiblemente al flujo ([3]). Además la geometría del laboratorio condiciona parte del fluido exterior ingerido por la llama tras su salida de la tobera. Por esta razón la influencia de las paredes, el techo, y posibles corrientes ocasionadas por la ventilación pueden desviar ligeramente el chorro.

La mezcla aire-propano se realiza aguas arriba del quemador para asegurar condiciones de premezcla en la tobera del quemador y el mismo dosado en ambos canales. El aire está suministrado a 6 bar por un compresor de tornillo que proporciona hasta 25 g/s de flujo másico. El propano proviene de botellas a presión, hasta 1.5 g/s. El ritmo de expansión del propano dentro de las botellas es suficientemente bajo como para que no baje la temperatura y la presión en ellas de manera significativa, suministrándose el propano a gasto másico constante.

6.1.4. Geometría y parámetros de operación

Como se ha dicho anteriormente, no se usan las entradas radiales para modular el swirl. En adición, también se decidió no variar la cantidad de giro imprimida al anillo exterior, manteniendo constante la posición radial de las entradas tangenciales. De esta forma, el momento angular global se regula solo repartiendo el gasto total entre el chorro

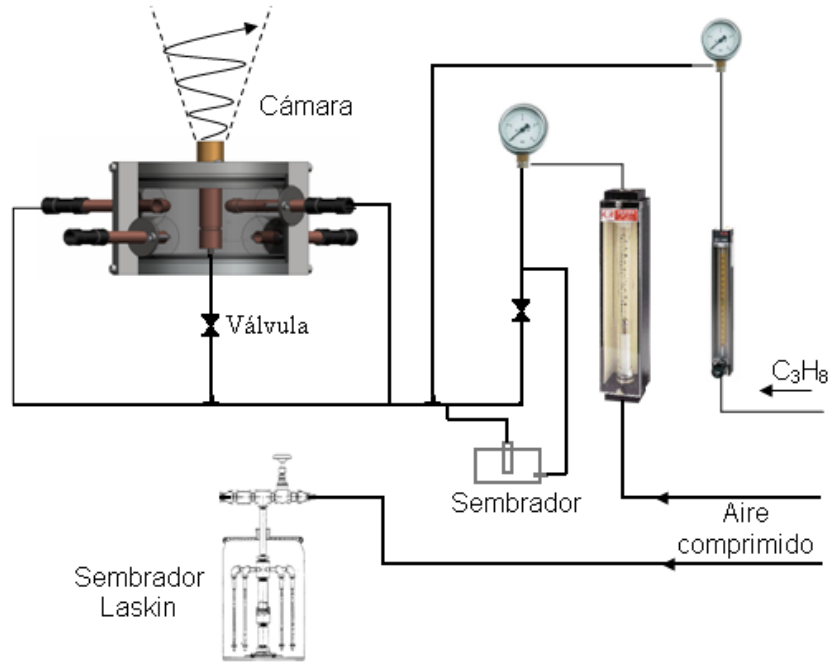


Figura 6.8: Instalación experimental.

central (sin giro), y el anillo exterior (con giro constante). De esta forma se reducen a 2 los grados de libertad de operación del quemador.

En estas condiciones, el análisis dimensional revela que el flujo depende de la geometría del quemador, del número de REYNOLDS Re_D y del número de swirl S (relación de caudales); y también de la relación de expansión $R_{exp} = \rho_{frescos}/\rho_{quemados} \propto \Phi$ para el flujo reactante.

El número de REYNOLDS

Re_D se define de forma tradicional, como expone la ecuación 6.1.

$$Re_D = \frac{\rho_0 U_0 D_0}{\mu} = \frac{4\dot{m}}{\pi \mu D_0} \quad (6.1)$$

El gasto másico se ha determinado gracias a rotámetros calibrados, midiendo presión y temperatura. El error cometido al calcular el gasto es relativamente importante, del orden de 10%.

El flujo se ha estudiado para velocidades medias de descarga $U_0 = V_{bulk} = \frac{\mu Re_D}{\rho_0 D_0}$ de hasta 10 m/s ($Re_D \sim 18000$) y para números de swirl relativamente bajos ($0.45 < S < 0.7$).

El número de swirl

El numero de swirl se ha calculado gracias a la expresión 6.2, evaluado a partir de datos de S-PIV en el flujo isoterma.

$$S = \frac{\int_{-r_\infty}^{r_\infty} \rho_0 \pi \bar{V}_z \cdot \bar{V}_\theta r^2 dr}{D_0 \int_{-r_\infty}^{r_\infty} \rho_0 \pi \bar{V}_z^2 r dr} \quad (6.2)$$

donde D_0 es el diámetro exterior de la tobera ($D_0=26$ mm); \bar{V} es la velocidad media (los subíndices z y θ indican las componentes axiales y tangenciales respectivamente); ρ_0 y μ son la densidad y la viscosidad dinámica del aire a temperatura y presión ambiente, respectivamente; y r la dirección radial en un sistema de coordenadas cilíndricas ligadas al eje del quemador.

Se ha usado el mismo resultado para S , con la mismas condiciones de relación de gastos R (entre el flujo axial del tubo central y el flujo con giro del anillo exterior), para caracterizar el flujo reactante de la section 6.4. Se ha procedido así por tres razones:

- En el flujo reactante, es complicado evaluar S según la ecuación 6.2, ya que no se tiene acceso a la densidad de los gases.
- La contra-presión generada por la llama es muy pequeña y por ello afecta poco la relación de gastos R .
- Se quiere estudiar el quemador y comparar los flujos isoterma y reactivos para unas condiciones geométricas determinadas, aunque cambie el número de swirl (al cambiar la relación de gastos R si la contra-presión es suficiente).

El número de swirl se ha calculado con la ecuación 6.2 a partir de datos de S-PIV, para varias posiciones de la válvula que regula la relación de gastos R . Se han extrapolado los valores de S para posiciones intermedias de la válvula (tiene 22 vueltas para abrirse o cerrarse del todo). La gráfica de la figura 6.9 presenta la curva y la expresión utilizada para la determinación de S en estos casos.

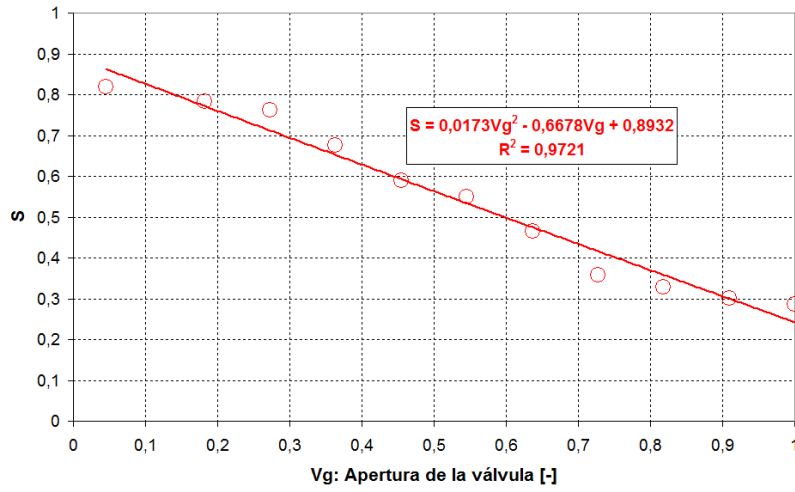


Figura 6.9: Dependencia del número de swirl S con la apertura de la válvula

El dosado relativo

El dosado relativo de premezcla Φ_0 se ha estimado con los gastos máscicos de aire y propano, con la ecuación 6.3.

$$\Phi_0 = \frac{m_{\dot{C}_3H_8}/m_{\dot{aire}}}{\Phi_{estequimetrico}} \quad (6.3)$$

donde $\Phi_{estequimetrico} = \frac{m_{\dot{C}_3H_8}}{m_{\dot{aire}}}$ en condiciones estequiométricas. En el caso del propano, $\Phi_{estequimetrico} = \frac{1}{15,6}$.

Con esta definición, si $\Phi_0 > 1$, la premezcla es rica; y si $\Phi_0 < 1$, la mezcla es pobre.

La estimación del dosado relativo es relativamente imprecisa, ya que acumula los errores de medida de los gastos de aire y propano. Por eso, en llamas pobres, se ha medido directamente el exceso de O_2 tras la combustión con un analizador de gases para determinar con más precisión el dosado efectivo Φ_e en la llama.

6.2. ESTUDIOS PRELIMINARES

Aún que la caracterización del flujo frío no es el objetivo principal de este trabajo, es de crucial importancia por varias razones. Basándose en la expansión de los gases, es razonable estimar en primera aproximación que las llamas precalentadas tienen un comportamiento intermedio entre el flujo frío isoterma ($\Phi_0 = 0$) y la llama abierta a la atmósfera ($\Phi_0 > 0$). En adición, estudiar el flujo isoterma es importante para la validación de códigos numéricos. Por ello se distinguen aquí el flujo frío isoterma ($\Phi_0 = 0$), del flujo reactivo ($\Phi_0 > 0$), para su ulterior caracterización en las secciones 6.3 y 6.4, respectivamente.

Antes de realizar la base de datos detallada con S-PIV, se ha querido explorar el flujo con técnicas más sencillas. En primer lugar, un estudio acústico permite saber en qué regímenes existen inestabilidades. Con esta información y algunos datos preliminares de visualización y PIV, se elaboró el mapa de estabilidad del quemador, definiendo zonas de combustión estable, y zonas de extinción o no combustión. Este mapa es indispensable para elegir puntos de medida en S-PIV en 6.3 y 6.4.

6.2.1. CAMPO ACÚSTICO CERCANO

Como se ha comentado en el capítulo 1, los flujos con giro son inestables a partir de un número de swirl crítico $S > S^*$ ($S^* = 0.6$), principalmente debido al fenómeno de rotura de vórtice. En particular, estructuras coherentes emergentes de tales inestabilidades generan fluctuaciones locales importantes de velocidad y presión, a determinadas frecuencias. Dichas frecuencias se pueden detectar en el espectro temporal de velocidad o presión, presentando picos por encima del nivel de la turbulencia.

Se han realizado medidas de presión en el campo acústico cercano para distintos caudales. Se situó un micrófono a 15 cm del eje del quemador, en el plano azimutal correspondiendo a la salida de la tobera. El micrófono es de media pulgada y de alta respuesta en frecuencia (> 20 kHz). Después de amplificar la señal, se ha digitalizado en un canal de 16 bits a 44.1 kHz (frecuencia de corte de NYQUIST = 22.05 kHz).

Para obtener los espectros temporales, se grabó la señal de presión durante un minuto.

La señal se dividió en 120 segmentos iguales, de 500 ms. Se promediaron los 120 espectros para obtener el espectro acústico en frecuencias. Los niveles de presión acústica registrados para cada frecuencia presentan las características del ruido rosa, típico de la turbulencia. Por encima de este nivel “base” aparecen unos picos cuya posición e intensidad dependen claramente del número de REYNOLDS, como muestra la figura 6.10.

Ensayos a número de swirl constante $S=0.63$

En la parte de alta frecuencia de los espectros ($f > 1000$ Hz), se aprecian una serie de picos a determinadas frecuencias, que no dependen del caudal. Su intensidad también parece ser independiente del nivel de intensidad acústica. Esto indica que probablemente estos picos se deben a modos propios de resonancia del sistema (el propio quemador o anclaje del sensor de presión). Otro pico a baja frecuencia (50 Hz) corresponde al extractor de humos.

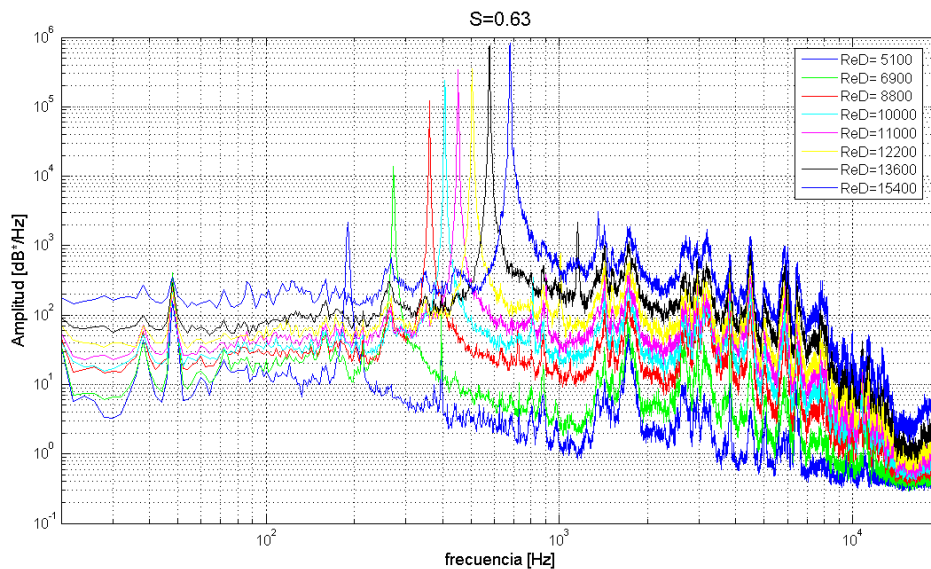


Figura 6.10: Espectros acústicos para $S \sim 0.63$

Amplitud en dB*, unidad arbitraria. No se han adimensionalizado las frecuencias para identificar los picos que no varían con el gasto como correspondientes a posibles modos propios del dispositivo experimental.

Para un número de swirl $S=0.63$, superior al crítico $S^*=0.6$, los espectros a distintos caudales presentan picos muy marcados en un rango de frecuencias entre 200 y 700 Hz. Esta dependencia indica un valor fijo del número de STROUHAL y sugiere que estas frecuencias están relacionadas con la velocidad convectiva del flujo; apuntando a la presencia de estructuras coherentes y periódicas que se mueven a esta velocidad. Según [5] y [4], esto no es extraño en flujos a números de swirl superior al crítico.

En la figura 6.11, se ha representado la evolución del número de STROUHAL ($St = \frac{f_0 D_0}{U_0}$). Es prácticamente constante ($St \approx 1.95$) para el rango de caudales ensayados. Una ligera dependencia lineal con el número de REYNOLDS se debe probablemente a los parámetros elegidos para adimensionalizar la frecuencia. La velocidad convectiva del flujo en la zona donde estén presentes los vórtices daría una respuesta más constante. Sin embargo, esta velocidad es difícil de determinar con precisión en flujos complejos y se ha preferido emplear U_0 para adimensionalizar.

Conjuntamente a la dependencia lineal de la frecuencia de los picos f_0 , se ha representado su intensidad en la gráfica 6.11. El ajuste potencial de los datos, presentado en la figura 6.11, revelan que la intensidad acústica correspondiente al primer fundamental es proporcional al caudal elevado a 5.6 ($Re_D^{5.6}$). Algunos autores [8] sugieren que esta dependencia cercana a la sexta potencia de la velocidad se debe a la convección de vórtices en el flujo. Otras medidas acústicas se realizaron a distintas alturas $h = [0, 5, 10, 30]mm$. Alejándose del inyector, la frecuencia del primer fundamental no cambia, mientras la intensidad del pico desciende sensiblemente con la distancia a la boquilla. La potencia acústica es más importante cerca de la tobera que aguas abajo, apuntando a la presencia de fuentes radiante acústicamente en la zona de descarga del quemador. Medidas ulteriores revelaron la presencia de torbellinos a la salida de la tobera, cuyo espaciado d y velocidad de convección c_{vor} cumplen: $f_0 = c_{vor}/d$. En consecuencia, la presencia de picos en el espectro acústico se debe a la existencia de estructuras vorticales coherentes y periódicas a la salida del quemador, seguramente conectadas entre sí, formando una espiral de vorticidad saliendo de la tobera.

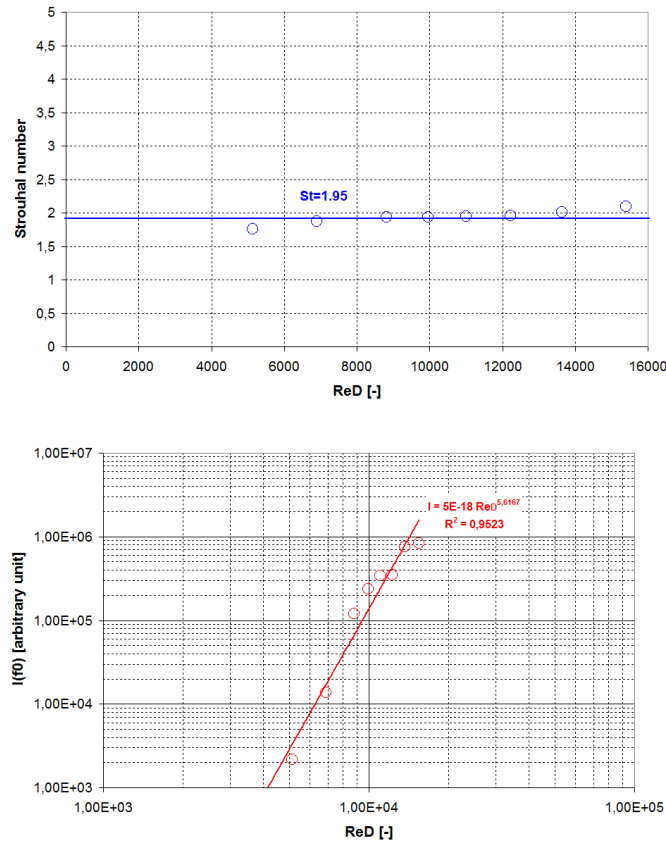


Figura 6.11: Frecuencias e intensidades de los picos para $S \sim 0.63$

Ensayos a número de REYNOLDS constante $Re_D \simeq 15\,000$

Para un número de Reynolds en torno a 15000, se realizaron el mismo tipo de medidas, pero esta vez variando el número de swirl entre 0.48 y 0.79. Los espectros se presentan en la figura 6.12. Se puede observar claramente que no existen picos acústicos para números de swirl inferior al swirl crítico $S^*=0.6$. Estos resultados concuerdan bastante bien con las teorías expuestas en [4], [5] y [6]. En la zona de inestabilidad ($S > 0.6$), a medida que crece el número de swirl, aumenta la frecuencia del pico en el espectro acústico. Para un caudal constante, la dependencia con el número de swirl no es muy clara. No obstante, al aumentar el swirl, la componente tangencial de la velocidad aumenta sensiblemente y hace que el flujo en espiral emergente de la tobera sea mas “tumbado”. La distancia entre vortices queda recortada, como si se comprimiese un muelle. La reducción de la distancia

entre vortices explica entonces el aumento de frecuencia $f_0 = c_{vor}/d$. Las medidas de la sección 6.3.3 confirman estas aserciones.

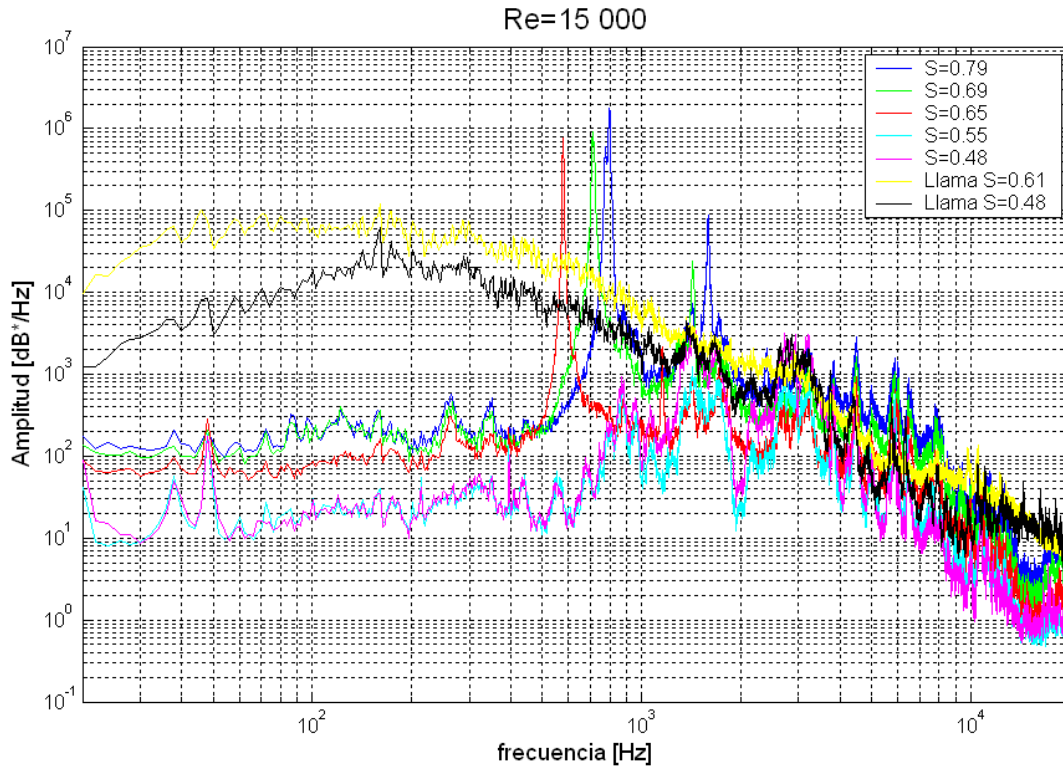


Figura 6.12: Espectros acústicos para $Re \sim 15000$

Adicionalmente, se muestran en la gráfica 6.12 los espectros acústicos de dos tipos de llamas: LSB ($S=0.48$) y HSB ($S=0.61$). Al observar estos espectros se aprecian diferencias relevantes respecto al flujo frío. En primer lugar, no se aprecia ningún pico tan marcado en el espectro reactivo. El posible acople termo-acústico desestabiliza la llama y ensancha cualquier pico. En segundo lugar, los espectros son radicalmente distintos de los espectros no reactivos, especialmente en la zona de bajas frecuencias ($f < 1$ kHz). La contribución de estas bajas frecuencias es mucho mas importante en el caso de la combustión, indicando un mecanismo de generación de ruido completamente distinto. En cambio, para altas frecuencias, los espectros son muy parecidos, correspondiendo a la zona inercial de la cascada de energía. Que el flujo sea reactante o isoterma, los procesos de disipación viscosa no cambian. Es de notar también el hecho de que la llama LSB tiene una intensidad

acústica sensiblemente mas baja que la HSB en la dirección de medida, lo que constituye una ventaja adicional de este tipo de quemadores.

Mapa de inestabilidad acústica para el flujo isoterma

Para conocer con mas precisión la zona de transición de inestabilidad acústica, es decir caracterizar la presencia o no de un pico en el espectro de presiones, se han realizado medidas acústicas para un amplio rango de números de REYNOLDS y de swirl. Los resultados se presentan en la figura 6.13.

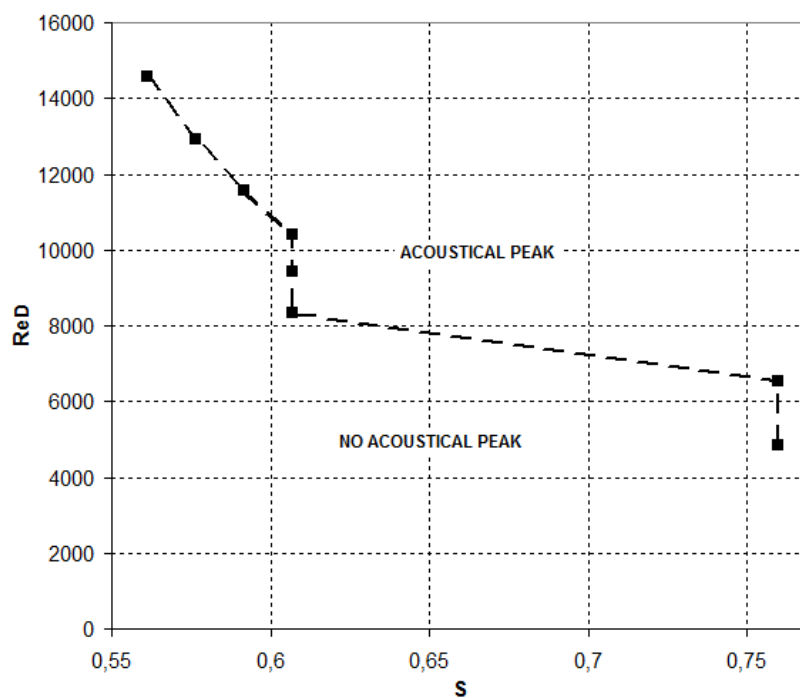


Figura 6.13: Mapa de inestabilidad acústica

Este mapa de transición no es muy preciso ya que utilizó una matriz de 40 puntos para realizarlo (8 REYNOLDS y 5 swirl). No obstante, establece claramente que existe una dependencia con el número de REYNOLDS, y no únicamente con el número de swirl, como indican [4], [5] y [6] para configuraciones sin chorro central. Para números de REYNOLDS elevados, la transición es mas fácil, y ocurre a números de swirl mas bajos, inferiores al swirl crítico. En cambio, para Reynolds intermedios, la transición ocurre en $S \simeq 0,6$. Fi-

nalmente, para números bajos, el flujo no está completamente desarrollado, y la transición ocurre a números de swirl elevados, superiores al crítico.

6.2.2. Mapa de estabilidad

Adicionalmente a las medidas del apartado anterior, se ha querido conocer más en detalle la topología del flujo en función del REYNOLDS y del swirl. En primer lugar, se ha explorado el flujo frío isoterma con PIV, ya que la topología no se puede apreciar a simple vista. Para ello, se han elegido unos 40 puntos, centrados en la zona de transición, para realizar medidas de PIV estereoscópico. El objetivo aquí solo es revelar la topología general del flujo, y no estudiarlo en detalle. Por ello sólo se realizaron 100 medidas instantáneas en cada punto de forma que el tiempo de cálculo no fuese excesivo.

También se ha realizado el mapa de estabilidad para el flujo reactivo, pero en este caso la labor es más sencilla. La posición y la forma de la llama es reveladora de la topología general del flujo y se ha utilizado para definir las zonas de transición.

Flujo frío isoterma

Aunque la caracterización del flujo frío no es el objetivo principal de este trabajo, su estudio es relevante por varias razones. Algunos diseños de quemadores industriales corresponden a una cámara de combustión presurizada confinando la llama. Si no se enfrían los gases, la presurización eleva la temperatura de los gases frescos hasta unos 750 K. El aumento de temperatura debido al calor liberado por la combustión genera una expansión brusca de los gases. Para cámaras presurizadas el factor de expansión, $\rho_{frescos}/\rho_{quemados} = T_{quemados}/T_{frescos}$, es más pequeño (~ 2) que para llamas abiertas a la atmósfera (~ 5 para mezclas pobres). Por esto, es razonable estimar en primera aproximación que la llamas presurizadas tienen un comportamiento intermedio entre el flujo isoterma y la llama abierta a la atmósfera. La dinámica y topología del flujo frío puede dar claves que sirvan para la futura comprensión de fenómenos presentes en llamas presurizadas. En consecuencia, las medidas en flujo frío son relevantes del punto de vista del diseño de quemadores.

En adición, estudiar el flujo isoterma es también importante para la validación de códigos numéricos. Las simulaciones de la última década se han enfocado hacia configuraciones HSB, y los modelos existentes han de ser válidos para configuraciones LSB. Además, la rotura de vórtice en sistemas low swirl no se ha reportado en la literatura, sea para el flujo reactivo o isoterma. Esta sección ofrece una descripción de la localización de las distintas topologías del flujo isoterma para un rango amplio de parámetros de operación Re_D y S . Más adelante, la sección 1.24 describe detalladamente la topología en si.

Para la geometría de este quemador, y como sugerían las medidas acústicas, el flujo presenta una transición entre dos topologías distintas cerca de la zona de aparición de un pico acústico. Esto se muestra en las figuras 6.14, 6.16 y 6.19. La figura 6.14 representa el semi-ángulo de apertura del flujo a la salida de la tobera. Se ha calculado a partir de 100 campos instantáneos de S-PIV, midiendo el ángulo formado por el eje del quemador y la línea que pasa por el punto de velocidad axial máxima a $1D$ aguas abajo de la salida desde el centro de la tobera en su salida. Para minimizar el efecto de posibles asimetrías, el ángulo de apertura se ha promediado con la información de los dos lados de cada corte de la figura 6.26. En particular, su tangente ha sido calculada con la siguiente expresión:

$$tg(\alpha) = \frac{d_z - D_0}{z} \quad (6.4)$$

donde d_z es la distancia entre máximos a la altura z .

En la derecha de la figura 6.14 se han representado ejemplos de los campos fluidos de las dos topologías definidas. Para estos dos casos se han realizado 500 medidas instantáneas de S-PIV para calcular la media, en vez de las 100 comentadas anteriormente. Por claridad, solo se han representado 1 de cada 4 vectores en la dirección axial. Los vectores representan las componentes contenidas en el plano láser, mientras que la escala de colores representa la magnitud de la velocidad tangencial, perpendicular al plano de medida.

Respecto a estas topologías, se puede observar lo siguiente en torno a un número de swirl crítico $S^*=0.6$:

- $Re_D < 5000$

Para números de REYNOLDS bajos ($Re_D < 5000$), existe una zona en el mapa de estabil-

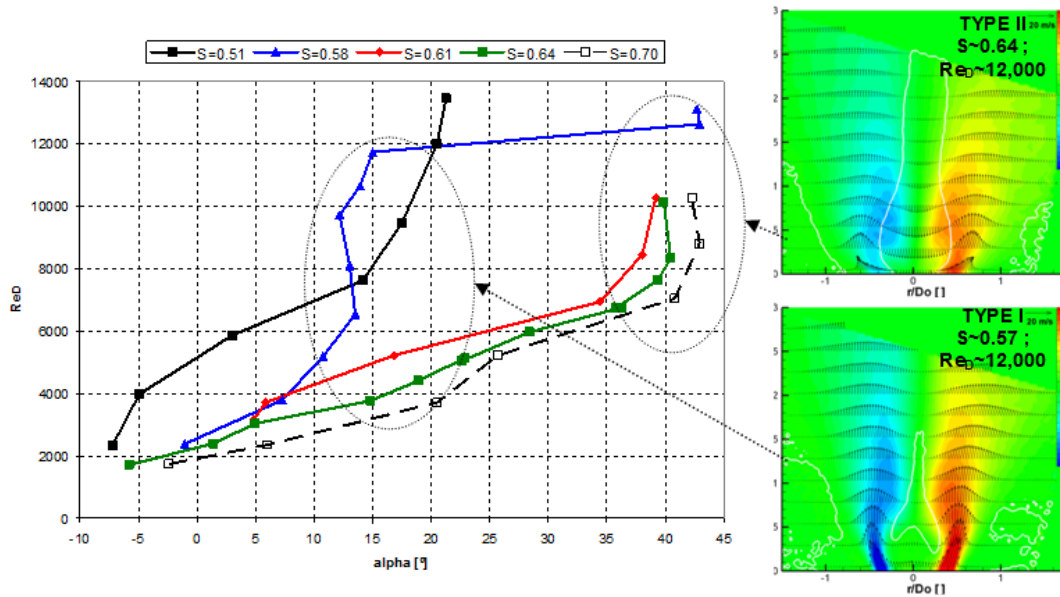


Figura 6.14: Semi ángulo de apertura del chorro para varios S y Re_D .

Los mapas de la derecha ilustran las dos topologías, de tipo I y II. Las líneas blancas continuas representan contornos de velocidad axial nula. Para ángulos inferiores a 7° , la topología se considera de tipo “0”, correspondiendo a la de un chorro libre.

idad (figura 6.16) donde ninguna de las dos configuraciones aparece. Eso es debido a que las bajas velocidades no son suficientes como para generar divergencia capaz de reducir la velocidad axial cerca del eje. En consecuencia, no existe ni una zona de baja velocidad, ni una franca recirculación. Esta topología se denomina aquí tipo 0. No se representa esta topología en la figura 6.14, ya que corresponde a la de un chorro libre sin giro, de semi ángulo de apertura inferior a 7° .

- $S > S^*$

Para $S > S^*$, existe un flujo invertido para números de REYNOLDS bajos, formando la clásica zona de recirculación toroidal (flujo designado “tipo II” en la figura 6.14), extensamente descrita en la literatura para configuraciones HSB ([5], entre otros). Al aumentar el número de REYNOLDS, el flujo se desarrolla abriéndose hasta unos 40° , manteniendo la burbuja de recirculación. En esta zona (Re_D y S elevados), todos los perfiles normalizados colapsan, sugiriendo auto-semejanza. La figura 6.15 muestra los perfiles de velocidad axial

normalizada V_z/U_0 en el eje del quemador. Las leyendas de cada gráfica representan U_0 en m/s para cada caso. A partir de cierto caudal, dependiendo del número de swirl, todos los perfiles colapsan en un mismo perfil auto-semejante.

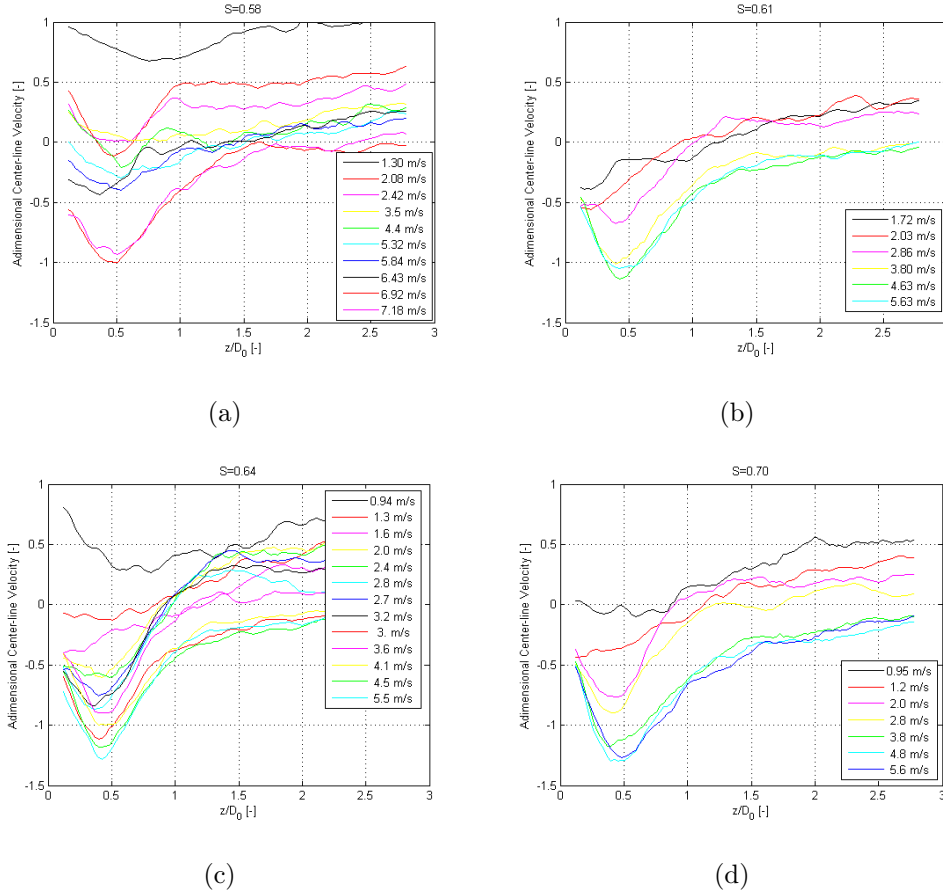


Figura 6.15: Perfiles de velocidad axial normalizada V_z/U_0 en el eje del quemador. Perfiles elaborados a partir de 100 instantáneas de S-PIV. De izquierda a derecha y de arriba a abajo: $S=0.58$; $S=0.61$; $S=0.64$; $S=0.70$.

La referencia [7] revela la misma tendencia para perfiles de velocidad axial en el eje (en otro quemador de tipo LSB), definiendo además una normalización de la velocidad teniendo en cuenta un origen virtual. [7] presenta un estudio más completo de auto-semejanza, que se observa también en los perfiles radiales.

- $S < S^*$

Para $S < S^*$, la apertura del flujo es menor que en el caso anterior para Re_D moderados

($5000 < Re_D < 10000$) y casi no existe recirculación. El flujo interno resultante consiste, más que en una recirculación propiamente dicha, en una deceleración hasta velocidades bajas, capaz de estabilizar también una llama (como se muestra en la figura 6.19, en su imagen inferior derecha). Esta zona de baja velocidad levantada se ha representado a la derecha de la figura 6.14 y corresponde al flujo de tipo I. Para el caso $S=0.58$, cercano a S^* , esta topología se abre bruscamente en una recirculación de tipo II para $Re_D > 12000$. Para el número de swirl mas bajo contemplado aquí ($S = 0.51$), esta transición no se alcanza en el rango de Re_D explorado.

Mapa de estabilidad

Medidas de S-PIV en mas de 40 puntos han servido para compilar las transiciones entre los 3 tipos de flujos enumerados anteriormente. Los distintos flujos se han definido de la siguiente manera:

- Tipo 0: No existe recirculación en el flujo. La topología general es muy parecida a la de un chorro libre sin giro, con un ángulo de apertura de unos 7° .
- Tipo I: Existe una leve recirculación, con el punto de remanso aguas abajo de la tobera.
- Tipo II: Existe una fuerte recirculación, con el punto de remanso aguas arriba de la tobera.

Conviene resaltar que el paso entre el tipo I y II es relativamente brusco y no gradual. Esto favorece la identificación de la frontera entre ambos. En cambio, la frontera entre los tipos 0 y I es menos clara. Entre 0 y I existe una topología intermedia, presentando una deceleración marcada en el eje del quemador, pero sin llegar a invertirse la velocidad axial. La aparición de un punto de remanso aguas abajo de la tobera, que caracteriza la topología de tipo I, es muy sensible a la geometría (alineación de los tubos coaxiales) y al entorno.

Con tales definiciones, se obtiene el mapa de transiciones de la figura 6.16. En este mapa también se indica la transición acústica. La aparición del pico acústico ocurre en la topología con recirculación de tipo II. Como se comentó anteriormente, la frecuencia de dicho pico es proporcional a la velocidad convectiva del flujo. Esto concuerda con la

frecuencia de paso de vórtices en las capas de cortadura internas y externas del quemador. El pico acústico aparece cuando el ruido producido por esta estructura predomina sobre el del resto del flujo. En llamas, podría estar asociado al apagado de llamas especialmente pobres que no son capaces de afrontar dicha perturbación.

No obstante, en la figura 6.16, la transición acústica aparece para valores del número de REYNOLDS sensiblemente mas altos que para la aparición de una topología de tipo II. Esto se debe a que las capas de cortadura han de ser lo suficientemente intensas como para generar una calle de torbellinos que produzca un pico acústico por encima del nivel de la turbulencia.

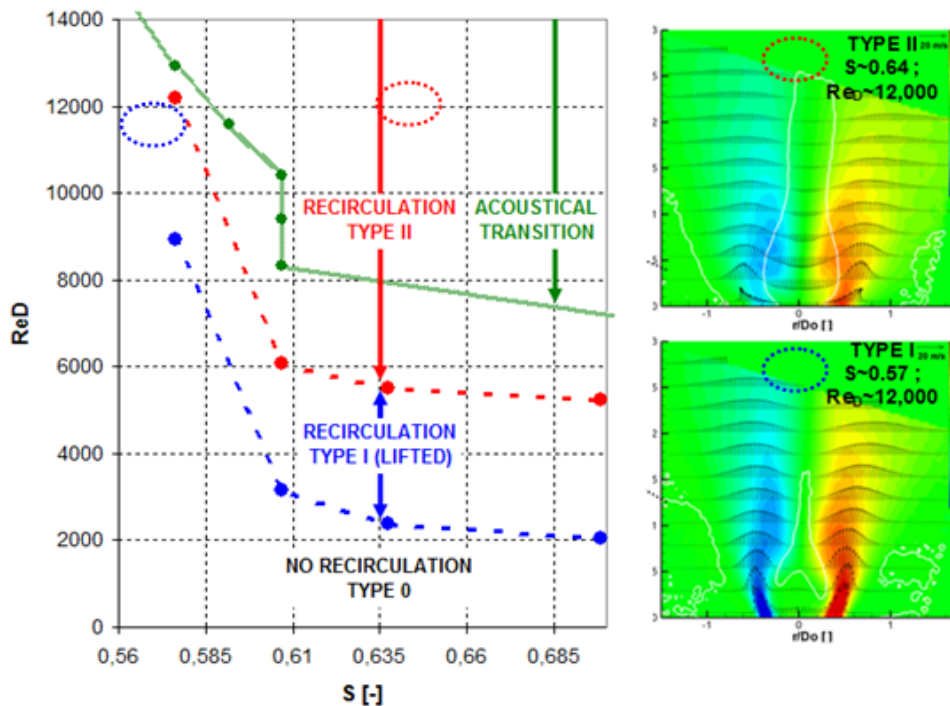


Figura 6.16: Mapa de transición para el flujo frío isotermo

La líneas blancas en las figuras de la derecha representan las líneas de velocidad axial nula.

La figura 6.17 representa esquemáticamente el arrollamiento de torbellinos en la zona cercana a la tobera. La parte izquierda de la imagen representa un perfil de velocidad media axial a lo largo de un corte radial, mientras la mitad derecha muestra un campo de

vorticidad azimuthal instantáneo¹. Los vórtices azules están separados por una distancia d y se mueven a una velocidad c_{vor} ; y la relación c_{vor}/d es igual a la frecuencia del pico detectado en este caso en el espectro acústico.

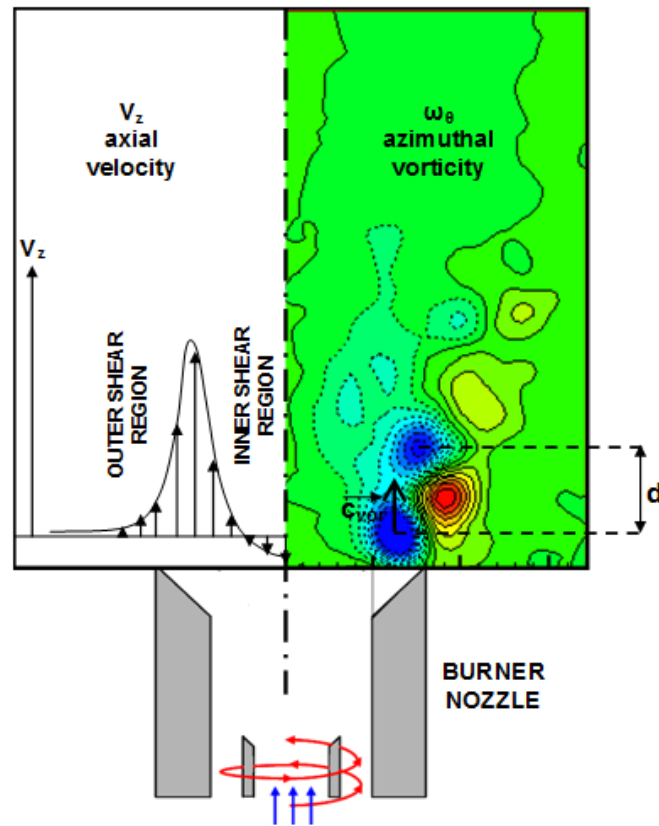


Figura 6.17: Esquema del arrollamiento de vórtices a la salida de la tobera para flujos de tipo II

Flujo reactivo

Se ha definido en el apartado anterior el mapa de las distintas topologías que adopta el campo fluido para condiciones isotermas. Análogamente, en esta sección, se especifica el mapa de estabilidad para el flujo reactante. Al contrario que el flujo isoterma, el flujo reactivo ofrece la posibilidad de detectar fácilmente detalles de la topología del flujo, gracias a la posición y forma de la llama, o a su estabilización o no. Por ello, se ha

¹El campo de vorticidad de ha filtrado con el método expuesto en el capítulo 5

explorado el campo fluido a número de Reynolds constante, variando poco a poco el swirl actuando sobre la válvula que controla la relación de gastos axiales y tangenciales.

Para este tipo de quemadores abiertos, la ingestión de aire exterior no es despreciable. La figura 6.18 muestra, para el flujo isoterma, la evolución de la relación entre el gasto total a un diámetro de la salida, y el gasto en el inyector $\frac{M_{tot}}{M_0}$. Se ha hecho para un número de REYNOLDS constante $Re_D \approx 12000$, variando el número de swirl desde 0.3 a 0.8.

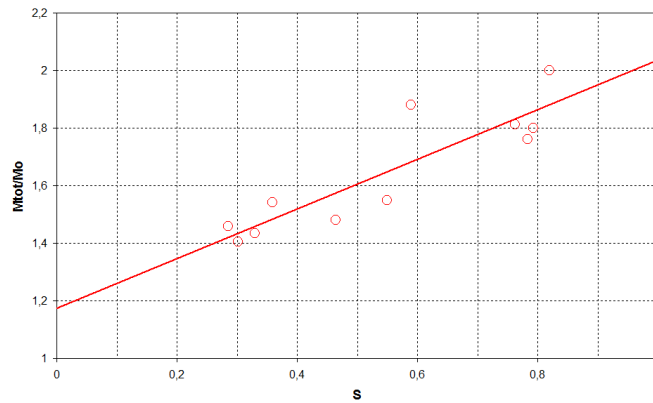


Figura 6.18: Esquema del arrollamiento de vórtices a la salida de la tobera para flujos de tipo II

En el flujo reactivo, esta ingestión de aire es relevante por dos razones. Por un lado tiende a enfriar los productos de la combustión; y por otro lado afecta al dosado local. El aire ingerido diluye la mezcla y hace disminuir el dosado en la periferia del quemador. El flujo invertido en el eje recircula también aire fresco, lo que disminuye también el dosado en el interior de la llama. El dosado relativo efectivo Φ_e se ha medido en la base de la llama con un analizador de gases. El valor de Φ_e así medido es solo un 40-60 % del dosado relativo de premezcla relativo Φ_0 , según la topología del flujo (40 % para llamas abiertas de tipo II, y 60 % para llamas cerradas de tipo I). El dosado de premezcla Φ_0 exhibe valores altos, de mezcla rica, aunque la mezcla efectiva sea pobre. En los casos estudiados a continuación, todas las llamas presentan dosados efectivos Φ_e cercanos a 0.7.

El mapa de transición de la figura 6.19 permite comparar los flujos fríos y reactivos. Las curvas de transición se han representado en el mismo espacio $S-Re_D$ que para el

gráfico de la figura 6.16. En este caso, la resolución en términos de número de swirl es de 0.05 unidades. El error sobre el número de Reynolds también se ha evaluado a partir del error de medida de los rotámetros. Ambos errores se han representado en gris en la figura 6.19. La histéresis detectada entre I y II está comprendida dentro de dicho intervalo.

La forma y comportamiento de la llama así como su estabilidad es muy similar al flujo frío, con la diferencia de que todas las transiciones ocurren a un número de swirl menor. El código de colores en la figura 6.19 representa las correspondencias. Esta diferencia entre los flujos isotermos y reactivos se debe principalmente a la expansión de la llama, que afecta la apertura del flujo. Basándose en resultados experimentales, diversos autores ([9]) defienden que el flujo frío debe tener un número de swirl mayor, dado por la ecuación 6.5, para obtener una topología equivalente a la del flujo reactivo.

$$S_{frio} = S_{caliente} \left(\frac{\rho_{frio}}{\rho_{caliente}} \right)^a \quad (6.5)$$

donde $a \approx 1/2$ es un parámetro que depende de la geometría del quemador. Para el diseño considerado en esta tesis, a tendría un valor aproximado de $a \approx 0.08$.

Las curvas de soplado de llama (“blow-off”) corresponden a la transición desde la topología I hacia la topología 0. Esto ocurre cuando la velocidad axial en el eje no disminuye lo suficiente con la distancia a la tobera como para hacer posible la estabilización de la llama. Mas allá de esta zona (S y Re_D pequeños), la llama puede estabilizarse de dos maneras distintas: tipo I y tipo II, presentadas a la derecha de la figura 6.19.

Las transiciones de la forma de la llama entre los tipos 0 y I, y I y II (LSB y HSB respectivamente) ocurren en la misma zona, independientemente de Φ_0 para los dos valores estudiados ($\Phi_0=1.5$ y $\Phi_0=2$).

Una característica que sí depende del dosado es la curva de extinción para llamas de tipo II, representada como línea verde continua en el diagrama de la figura 6.19. Esta extinción aparece para $\Phi_0=1.5$ y no para $\Phi_0=2$. En este último caso la llama se vuelve inestable y se extingue al alcanzar las condiciones de Re_D y S de la curva. El desprendimiento de vórtices descrito en el flujo frío podría estar relacionado con este límite al dificultar la estabilización de la llama por culpa de oscilaciones de velocidad y presión e ingestión de aire externo. Esta zona corresponde a la transición acústica expuesta

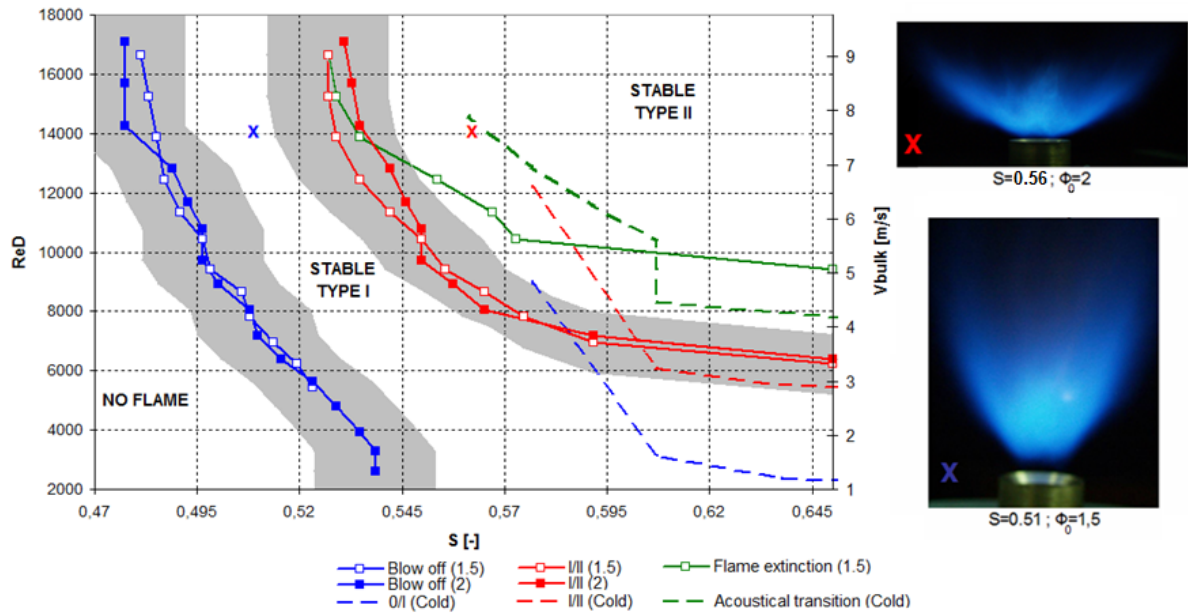


Figura 6.19: Mapa de estabilidad de llama

A la derecha del diagrama se presentan fotogramas de las llamas obtenidas para ambas topologías.

en la sección anterior. No se ha realizado un estudio detallado por ser el foco principal de la tesis la topología de tipo I. No obstante, medidas acústicas en el entorno de este límite tienen su máxima intensidad a frecuencias menores que el flujo frío y no muestran un pico claro (véase figura 6.20). Ambas características sugieren una estructura del flujo mas compleja que el caso frío y que habrá de estudiarse en trabajos futuros.

Para un dosado inicial más rico, $\Phi_0=2$, el dosado efectivo en la llama llega a valores en los que la velocidad de propagación turbulenta de llama s_T es lo suficientemente grande como para contrarrestar los efectos adversos del caso $\Phi_0=1.5$ y estabilizar la llama en el rango de swirl explorado ($S < 0.65$).

Es de notar que la extensión de la zona de estabilidad I (LSB) es mucho mas amplia que para el caso isoterma. Esto sugiere que, para llamas presurizadas, donde debido al precalentamiento el factor de expansión es intermedio ($R_{exp} \sim 2$). Puede presentarse un escenario con una zona de estabilidad más estrecha que la de la figura 6.19. En consecuencia,

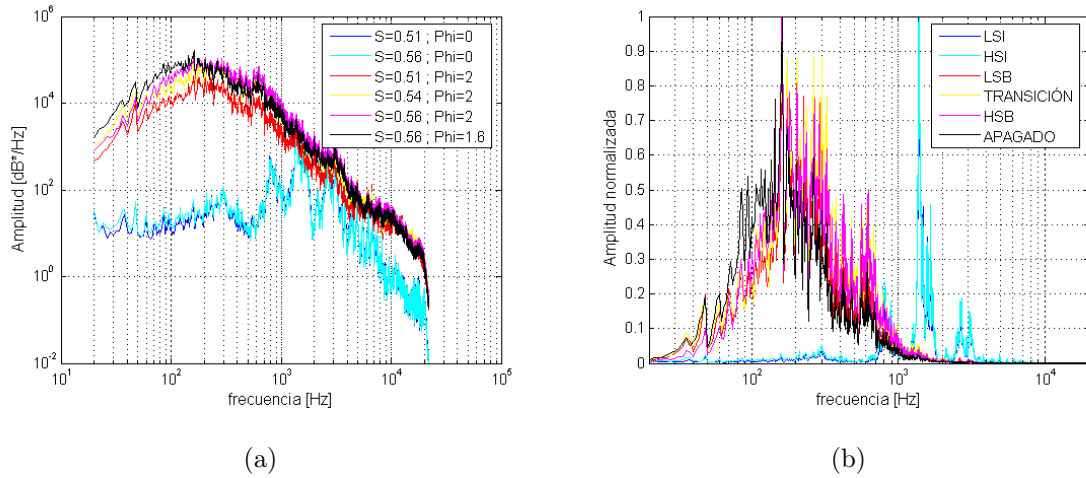


Figura 6.20: Espectros acústicos para flujos de tipo I y II.

(a) Escala logarítmica; (b) Escala lineal y espectros normalizados con su intensidad máxima. Los puntos de medida corresponden a los puntos marcados con una cruz en la figura 6.19. Se ha tomado un valor intermedio ($S \approx 0,54$) justo en la curva de transición entre las topologías I y II. Todas las medidas se han realizado con $Re_D=14000$, menos la medida cerca del límite de extinción ($\Phi_0 \approx 1.6$), donde $Re_D \approx 12000$.

el rango de aplicación de esta tecnología podría tener limitaciones. No obstante, para caudales suficientemente importantes ($Re_D > 20000$), el diagrama de la figura 6.19 sugiere una asíntota vertical para la transición 0/I y I/II, esbozando una zona donde la transición ya no depende del caudal y donde se podría operar un LSB sin problemas. Desgraciadamente esta zona no se ha explorado debido a las limitaciones de la instalación experimental. Aún así, experimentos recientes llevados a cabo por el grupo de investigación de nuevas tecnologías de combustión del “Lawrence Berkeley National Laboratory”, liderado por R.K. CHENG, se orientan en este sentido.

6.3. ESTUDIO DEL FLUJO ISOTERMO ($\Phi_0 = 0$)

Del estudio realizado en el capítulo 3 de esta tesis y con la experiencia adquirida en las campañas de medida descritas en el capítulo 4, se decidió emplear un sistema estereoscópico de PIV y analizar las imágenes con algoritmos avanzados de tipo “multi-grid”. Con los dispositivos disponibles en el laboratorio se complementó la instalación experimental descrita en el apartado 6.1 de manera que se pudiesen realizar medidas detalladas de PIV. Algunos detalles de la instalación y los resultados de las medidas para flujo frío isoterma se describen a continuación.

6.3.1. Disposición de las cámaras

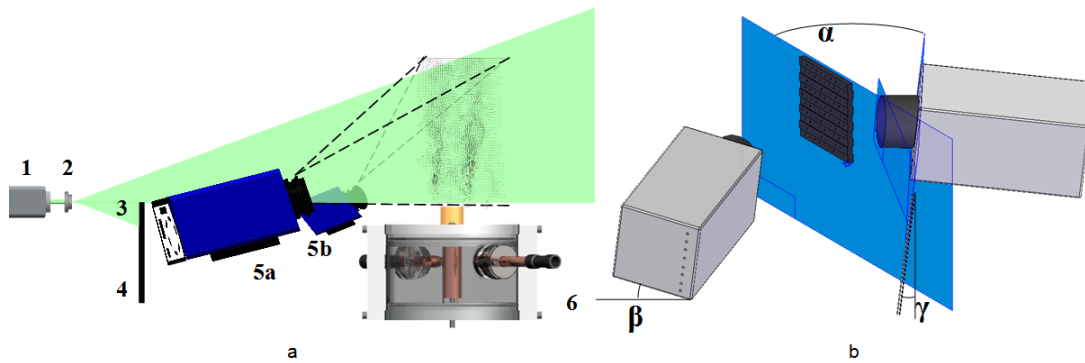


Figura 6.21: Configuración estereoscópica
a) Configuración general; b) Detalle de ángulos.

La configuración estereoscópica seleccionada se ha representado en la figura 6.21a. La fuente de iluminación es un láser 400 mJ de doble pulso Nd:Yag (1) con una longitud de onda de 532 nm. El plano de luz se genera con un dispositivo de enfoque seguido de una lente cilíndrica (2). La alta potencia proporcionada por el láser permite la colocación de las cámaras en configuración de “backward-backward scattering”. Esta configuración se ha elegido por las limitaciones de espacio del laboratorio. La hoja de luz láser obtenida tiene un perfil casi gaussiano de espesor $e^{-2} \approx 1.41$ mm. La parte inferior del plano (3) se ha bloqueado con una superficie negra absorbente (4) para evitar reflexiones en la

boquilla del quemador. Un ángulo de vista α de 35° respecto al plano de iluminación se ha empleado para limitar el error de distorsión de la calibración [12]. Adaptadores para cumplir con la condición de “Scheimpflug” se han montado en los objetivos NIKON de las cámaras (focal 50 mm) para enfocar el plano de medida. Las cámaras se han inclinado un ángulo de $\gamma=18^\circ$ para que el lado inferior del campo de vista sea paralelo a la boquilla del quemador. De esta manera las cámaras CCD no reciben la luz dispersada por el interior de la tobera, y las medidas se pueden realizar muy cerca de la boquilla. La superposición de las dos vistas corresponde a una ventana trapezoidal de dimensiones aproximadas 80 por 80 mm². Las dos imágenes están corregidas con una calibración ([13] y capítulo 3). La calibración usa el modelo del “pinhole” [14] con un blanco de calibración tridimensional (9 por 9 puntos en cada cara). La posible desalineación entre la placa de calibración y el plano de medida se ha corregido con técnicas de auto-calibración. Esto consiste en identificar la calibración que minimiza el mapa de discrepancia encontrado correlacionando imágenes de partículas de las dos cámaras en el mismo instante de adquisición (véase capítulo 3, sección 4.1). Esta operación es imprescindible ya que, debido al espesor del blanco de calibración, después de realizar la calibración se han de enfocar de nuevo las partículas en el plano laser. La placa de calibración tiene un espesor total de 8mm, y el primer enfoque que se realiza para la calibración no es suficientemente bueno para el plano de medida, alejado de unos 4mm de los planos enfocados por las cámaras en primera instancia.

Para los casos isoterms, un sembrado de propylen-glicol se obtiene de 4 atomizadores “Laskin” para el flujo emergente del quemador. El ambiente se ha sembrado con un co-flujo de 0.1 m/s procedente de otro sembrador Laskin. Para las condiciones de operación seleccionadas en ambos Laskin, el 90 % de las partículas tienen un diámetro inferior a $2\mu\text{m}$, con un pico en la función de densidad de probabilidad a $1\mu\text{m}$ (véase capítulo 3, sección 4.2). Para este tipo de sembrado, se estima que las partículas siguen la turbulencia hasta frecuencias de 1.2kHz (capítulo 3, sección 3.2). El intervalo de tiempo entre dos exposiciones es $10\mu\text{s}$, asegurando un buen rango dinámico de la medida, sin pérdida excesiva de parejas de partículas fuera del plano [15]. El procesamiento de las imágenes de S-PIV se ha realizado empleando el software comercial DAVIS 7.0 de LAVISION®, con algoritmo

multigrid y distorsión de la imagen, y un tamaño final de la ventana de interrogación de 32 píxeles (50% de superposición). Con una magnificación de las cámaras de unos $30\mu\text{m}/\text{pixel}$ en el centro de la imagen, este procesado lleva a una resolución espacial de $\sim 1\text{mm}$.

6.3.2. Comparación entre los flujos de tipo I y II

Con esta configuración experimental, se han comparado mas en detalle las dos topologías comentadas anteriormente. Se han realizado 500 medidas instantáneas de S-PIV para los dos casos siguientes: $S=0.57$, $Re_D=12\ 000$, tipo I o “LSI”; y $S=0.64$, $Re_D=12\ 000$, tipo II o “HSI”.

Contornos de velocidad y energía cinética turbulenta

Se presentan a continuación los contornos de velocidad tangencial. Las estadísticas para ambos flujos se han realizado empleando la metodología descrita en el capítulo 4 (Tratamiento estadístico), es decir que no se han tenido en cuenta todos los vectores erróneos del procesado del PIV, ni los vectores u_k que no cumplan la condición $\bar{u} - 3\sigma_{\bar{u}} < \vec{u}_k < \bar{u} + 3\sigma_{\bar{u}}$. El corte oblicuo en la medida se debe a la disposición de las cámaras: con los ángulos descritos en el apartado anterior, la superposición de las imágenes de las dos cámaras se reduce a la zona trapezoidal que se puede observar en la figura 6.22.

- Velocidades

Se ha representado en blanco la línea de velocidad axial nula, delimitando así claramente la zona de recirculación. Se muestran solo uno de cada cuatro vectores en la dirección axial, para mas claridad.

Se ha tenido mucho cuidado con el posicionamiento del quemador y con la alineación de los tubos concéntricos para minimizar las inevitables asimetrías [3]. En particular, en las medidas obtenidas, el flujo se desvía siempre levemente hacia la derecha de la imagen en las figuras 6.22 y 6.24.

A pesar de esta desviación, se puede observar claramente las diferencias entre las dos topologías, principalmente en la extensión, posición, y forma de la zona de recirculación.

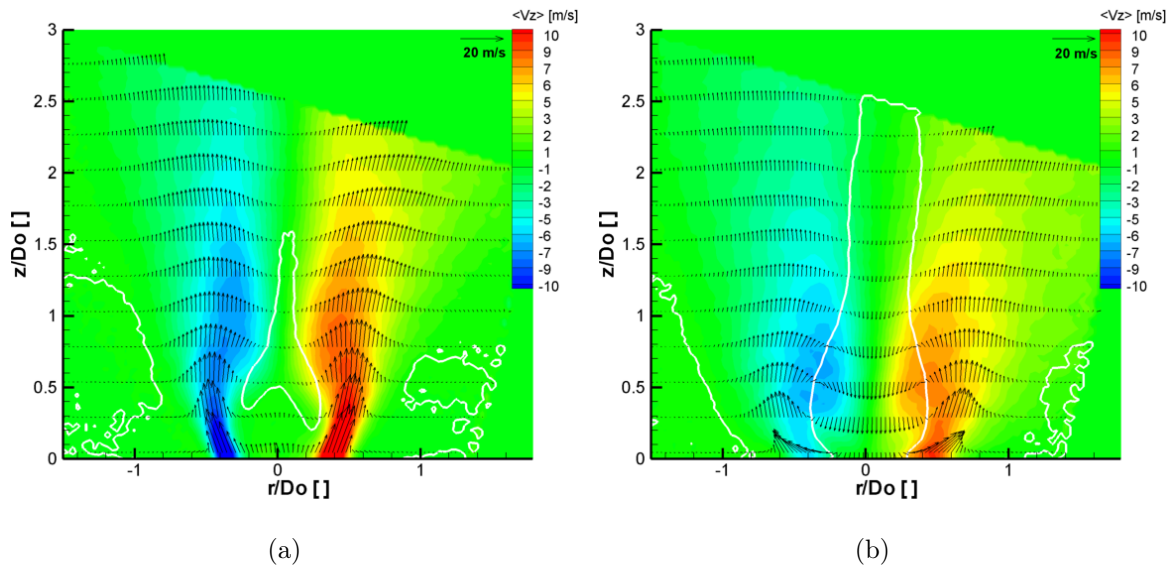


Figura 6.22: Contornos de velocidad axial para flujos de tipo I y II.

(a) Flujo de tipo I: $S \approx 0.57$, $Re_D \approx 12\,000$; (b) Flujo de tipo II: $S \approx 0.64$, $Re_D \approx 12\,000$.

En el tipo I la recirculación está levantada y presenta dos bolsas a cada lado del punto de remanso. Esto se debe a la inyección central de cantidad de movimiento, importante en este caso (relación de gastos tangencial/axial=3.64). La recirculación esta contenida en una zona extendida entre $0.25 D_0$ y $1.6 D_0$; y entre $\pm 0.25 r/D_0$. Esta zona aparece ser delimitada por una zona de muy baja o nula velocidad tangencial: la bolsa de recirculación no tiene prácticamente ningún momento angular.

En cambio, en el flujo de tipo II (relación de gastos tangencial/axial=5.82), la bolsa de recirculación ocupa una zona mucho mas extendida. La zona de velocidad negativa empieza dentro de la tobera, y acaba fuera del plano de medida. También es mas ancha, extendiéndose de $-0.40r/D_0$ a $0.40r/D_0$. En este caso, la bolsa de recirculación parece girar sobre si misma, como un solido rígido, como puede observarse también en los perfiles de velocidad tangencial expuestos en el apartado siguiente. En ambos casos, la recirculación presenta un ensanchamiento en su base, hasta $0.75 D_0$, para luego estrecharse aguas abajo. En esta zona también mantiene una anchura y persistencia notablemente mayor que en el tipo I.

Se presenta a continuación el campo de vorticidad para las dos topologías, y para

el campo medio, instantáneo², y para una reconstrucción con los tres primeros modos de POD. Las instantáneas revelan estructuras que no se aprecian en el campo medio, responsables de una ingestión de aire importante.

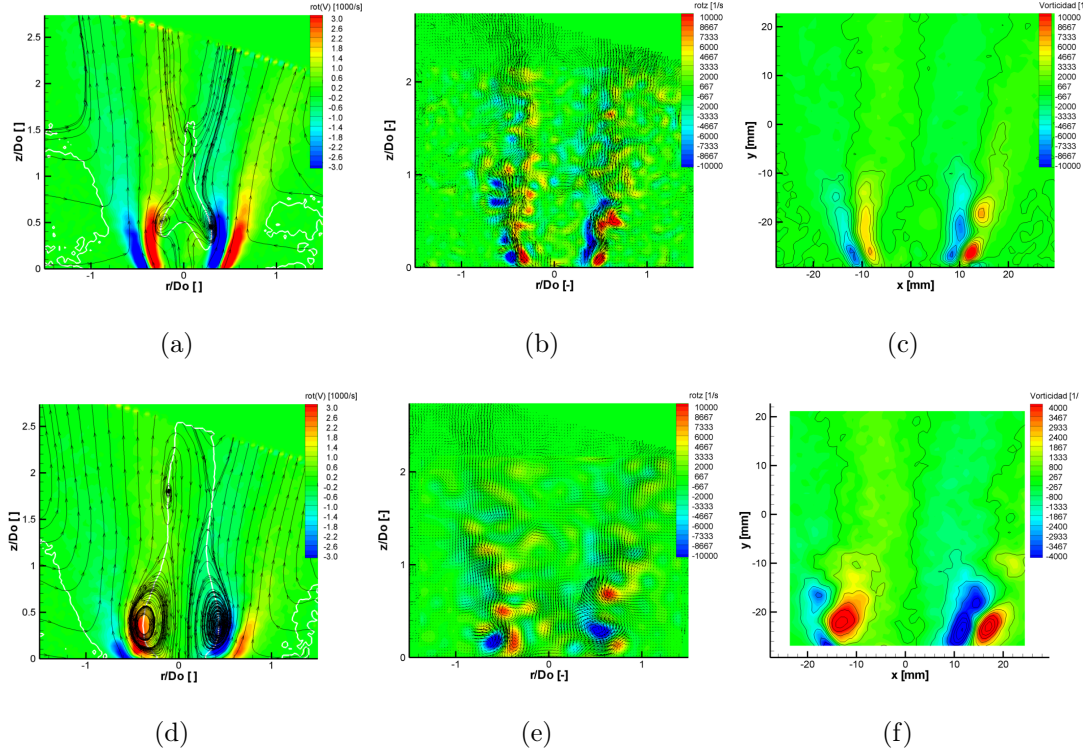


Figura 6.23: Contornos de vorticidad: media, instantánea y descomposición con POD. Para LSI (arriba) ; y para HSI (abajo).

En la figura 6.23 se entrevé la coherencia espacial de los dos flujos. Este aspecto se trata en más detalle en el apartado 6.3.3.

- Energía cinética turbulenta

Gracias a la configuración estereoscópica, la energía cinética turbulenta se ha podido calcular con las tres componentes de la velocidad:

$$k = \frac{1}{2} (V_x'^2 + V_y'^2 + V_z'^2) \quad (6.6)$$

²Para la elaboración de la figura 6.23c y 6.23e, se ha filtrado el campo instantáneo con el método del capítulo 5.

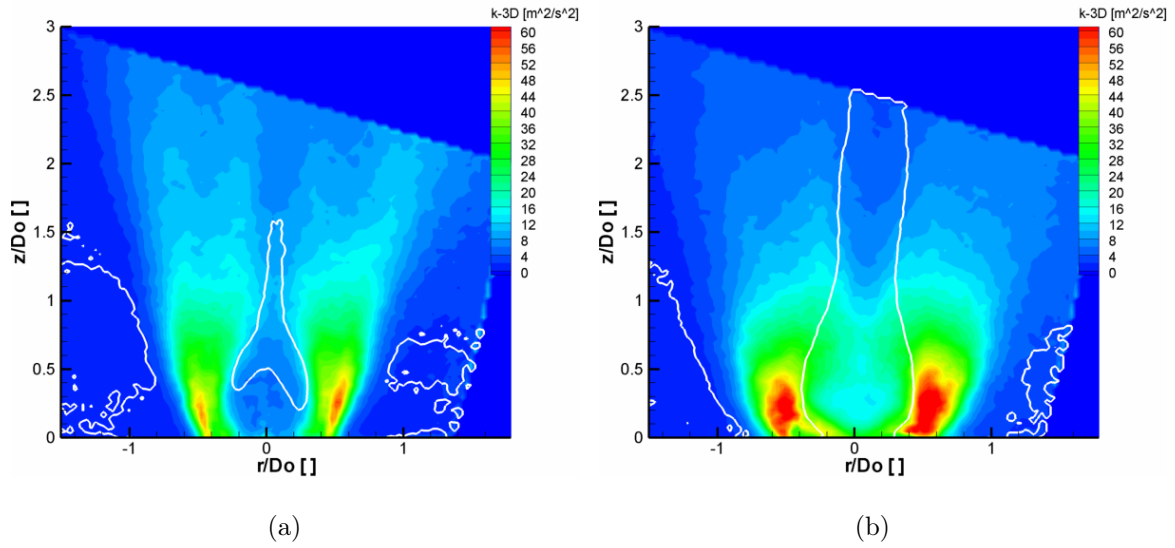


Figura 6.24: Contornos de energía cinética turbulenta para flujos de tipo I y II.
 (a) Flujo de tipo I: $S \approx 0.57$, $Re_D \approx 12\,000$; (b) Flujo de tipo II: $S \approx 0.64$, $Re_D \approx 12\,000$.

La figura 6.24 muestra los contornos de k . Ambas topologías presentan niveles de turbulencia relativamente bajos en la zona de recirculación. En cambio, se pueden distinguir las dos capas de cortadura, a cada lado del anillo de swirl, presentando niveles más altos. Para la topología II, los niveles son más altos que para la topología I, a pesar de que el gasto sea más pequeño. Esto se debe a la superposición a la turbulencia propiamente dicha, de las calles de torbellinos generados en la capa de cortadura.

Perfiles de velocidad y energía cinética turbulenta

Se estudia aquí en más detalle los perfiles radiales de las tres componentes de la velocidad a cuatro alturas distintas: $z/D_0 = [0.1, 0.5, 1.0, 2.0]$. Para llevar a cabo comparaciones, ya que los dos flujos no tienen el mismo caudal, se han adimensionalizado todos los perfiles con la velocidad U_0 , y U_0^2 en el caso de la energía cinética turbulenta.

$$U_0 = \frac{4\dot{m}}{\rho_0 \pi D_0^2} \quad (6.7)$$

Nótese que todas las gráficas no están a la misma escala en el eje de ordenadas.

- Velocidad radial

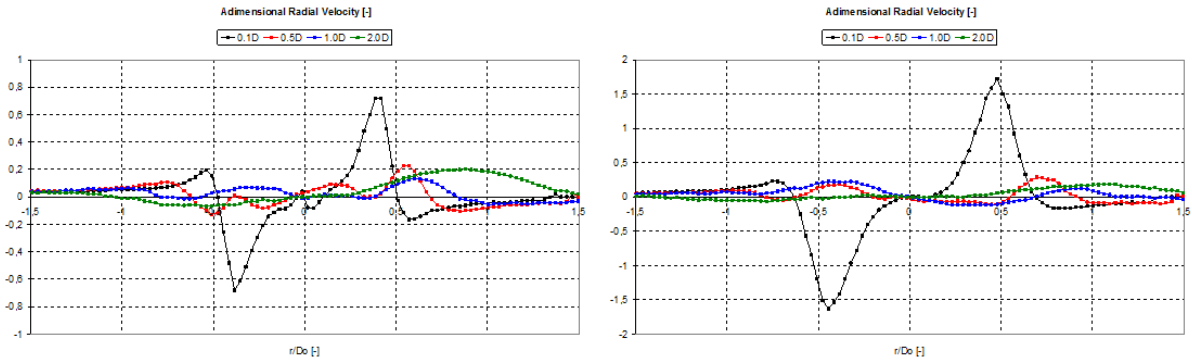


Figura 6.25: Perfiles de velocidad radial adimensionalizada con U_0
Izquierda: $S \approx 0.57$, $Re_D \approx 12\ 000$; Derecha: $S \approx 0.64$, $Re_D \approx 12\ 000$.

En primer lugar, se puede apreciar en estos perfiles la asimetría debida a la desviación hacia la derecha del flujo. Los perfiles son simétricos a la salida de la tobera ($z/D_0=0.1$), pero pierden rápidamente esta simetría a $z/D_0=0.5$.

En cuanto a la diferencia entre las topologías I y II, puede observarse que la velocidad radial es del orden del doble para casi todos los perfiles de la topología II. También presenta máximos mas alejados del eje. Estas dos características señalan una divergencia del flujo mucho mas pronunciada que facilita la aparición de una recirculación fuerte y extendida.

Los extremos de los perfiles presentan una zona de velocidad radial hacia el eje, característica de la ingestión de fluido ambiente. Esta ingestión es mucho mas pronunciada en el tipo II.

- Velocidad axial

Este tipo de perfiles se ha utilizado para calcular la divergencia del flujo, como se ha expuesto en la figura 6.14. Una vez mas se aprecia la desviación hacia la derecha de ambos flujos. Esto se traduce por un desplazamiento hacia la derecha de los perfiles según se aumenta la distancia de medida a la tobera.

Se aprecia la zona de recirculación por los valores negativos de la velocidad axial cerca del eje. A excepción del primer perfil, los máximos de velocidad axial presentan valores muy similares, aunque en posiciones ligeramente distintas.

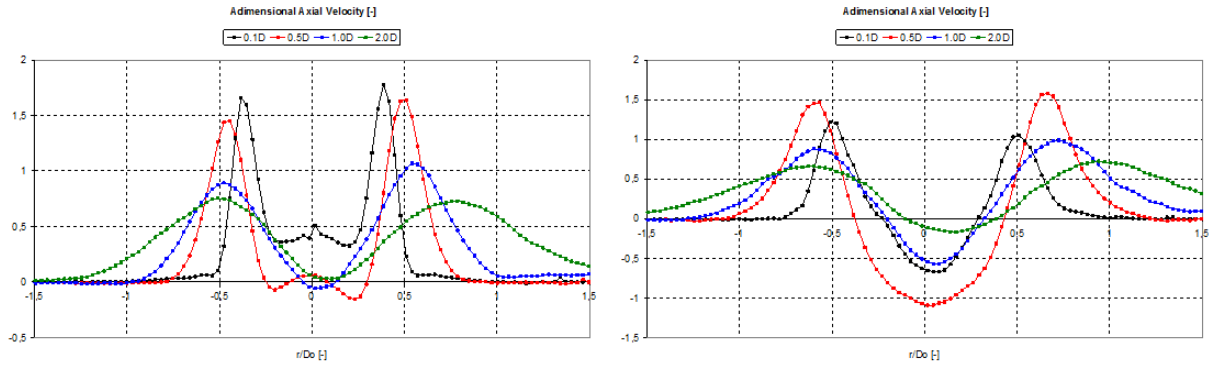


Figura 6.26: Perfiles de velocidad axial adimensionalizada con U_0
 Izquierda: $S \approx 0.57$, $Re_D \approx 12\ 000$; Derecha: $S \approx 0.64$, $Re_D \approx 12\ 000$.

Se puede observar la influencia del chorro central que “levanta” la zona de recirculación en el eje central en los dos primeros perfiles ($z/D_0=[0.1, 0.5]$) del flujo de tipo I .

- Velocidad tangencial

Se puede observar que la velocidad tangencial a la salida del quemador es mas alta para el flujo con menor swirl. Esto no es extraño pues lo que define el swirl es el flujo de momento angular que incluye V_θ y la extensión de la zona con giro. Se observa que en el caso II se extiende hasta radios mayores la zona de giro, lo que hace que tenga mayor número de swirl.

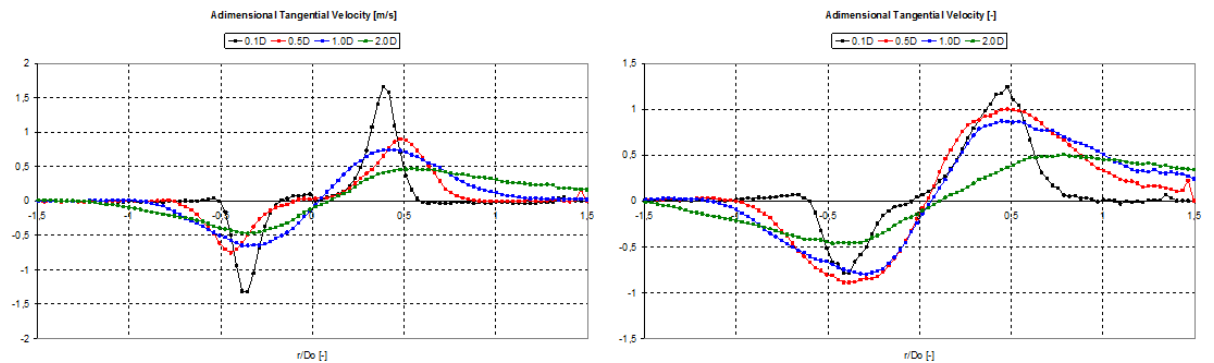


Figura 6.27: Perfiles de velocidad tangencial adimensionalizada con U_0
 Izquierda: $S \approx 0.57$, $Re_D \approx 12\ 000$; Derecha: $S \approx 0.64$, $Re_D \approx 12\ 000$.

En la topología I, el centro del chorro no gira (perfiles a $z/D_0=[0.1, 0.5]$), al contrario de lo observado en la topología II. En este caso la cantidad de giro es tal que “invade” el núcleo del chorro. Esto a su vez genera suficiente depresión en el eje del quemador, antes de haber emergido a la atmósfera, como para que la recirculación empiece dentro de la tobera.

A pesar de la desviación que sufre el chorro, el centro de rotación ($V_\theta=0$) se ve poco afectado y sigue alineado con el eje, por lo menos en el plano de medida.

- Energía cinética turbulenta

Como ya se observó en los contornos, la energía cinética turbulenta es sensiblemente mayor para la topología de “high swirl”. Los gradientes de velocidad axial (debido a la fuerte recirculación) y tangencial (debido al alto giro) generan capas de cortadura mucho mas intensas que para la configuración I. A parte de esta característica, ya se ha visto que se desarrolla una calle de vórtices que genera fluctuaciones que se superponen a la turbulencia.

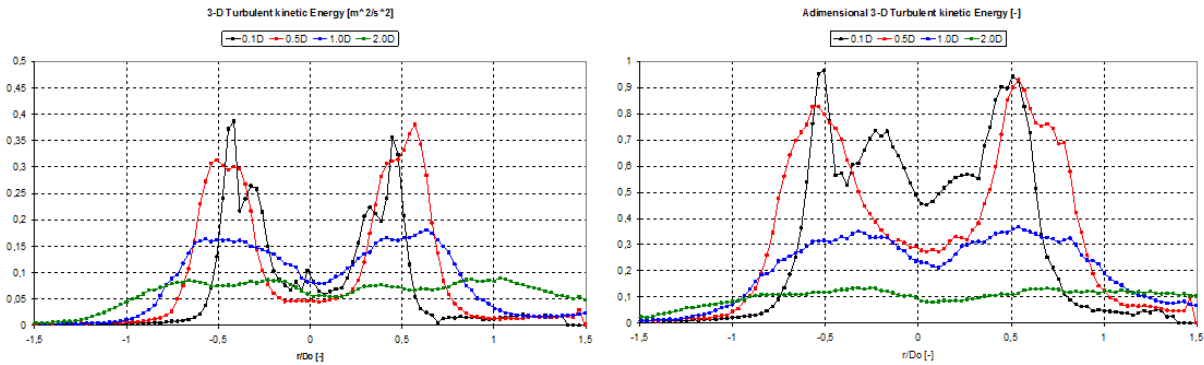


Figura 6.28: Perfiles de energía cinética turbulenta adimensionalizada con U_0^2

Izquierda: $S \approx 0.57$, $Re_D \approx 12\ 000$; Derecha: $S \approx 0.64$, $Re_D \approx 12\ 000$.

Las dos capas de cortadura se observan claramente en los 4 perfiles de la topología I. En cambio, sólo se observan de forma manifiesta en el primer perfil para la segunda topología. Como se verá en el siguiente apartado, esto se debe al tamaño de los vórtices, que generan una sola zona de altas fluctuaciones, hasta una altura de $z/D_0=1$ aproximadamente.

En ambos casos, la turbulencia parece homogeneizarse a unos dos diámetros aguas

abajo de la tobera

6.3.3. Reconstrucción temporal del flujo tipo II

El capítulo 4 estableció un método para realizar una reconstrucción temporal a partir de los modos de POD. El procedimiento se ha aplicado a ambos flujos isotermos. No obstante, solo se presentan aquí los resultados para el flujo de tipo II ($S=0.64$, $Re_D=12000$). Estos permiten describir el mecanismo de fluctuaciones de presión que conducen a la aparición de un fuerte pico en el espectro acústico del flujo frío, y a la extinción de la llama para un dosado de premezcla $\Phi_0=1.5$ (figura 6.19) en el flujo reactivo.

Para el flujo de tipo I, domina la turbulencia propiamente dicha. Aún así, la figura 6.23 revela la presencia de estructuras vorticales, pero su coherencia espacial y su periodicidad no son suficientes como para poder aplicar la metodología descrita en el capítulo 5 (sección 5.4).

Para el flujo de tipo II, el estudio de los campos instantáneos de velocidad ha revelado que el desprendimiento de torbellinos en la capa de cortadura externa (figura 6.17) es responsable de las fluctuaciones de presión observadas en la sección 6.2.1. Aquí se presenta un estudio más profundo utilizando el método de reconstrucción temporal expuesto en el capítulo 4. En este caso, los modos de POD se han computado con los campos de vorticidad azimutal ω_θ , que es invariante frente a translaciones; es decir que no se ve afectado por la velocidad convectiva del flujo. Además, si los vórtices son responsables de la mayoría de la energía de fluctuación, la POD converge mas rápidamente, capturando modos más “energéticos” (en el sentido de la magnitud física empleada, [10]). La figura 6.29 representa la contribución “energética” de cada modo. Se aprecia claramente que los modos 2 y 3 contienen una energía muy parecida, y sensiblemente mayor que los modos siguientes.

La figura 6.30 representa las contribuciones de 250 snapshots de S-PIV a los tres primeros modos de la POD. Como se ha establecido en el capítulo 5, es posible ordenar estas realizaciones de PIV ajustando su contribución a los modos 2 y 3 a funciones sinusoidales desfasadas entre si 90° . La gráfica de la derecha presenta las contribuciones a

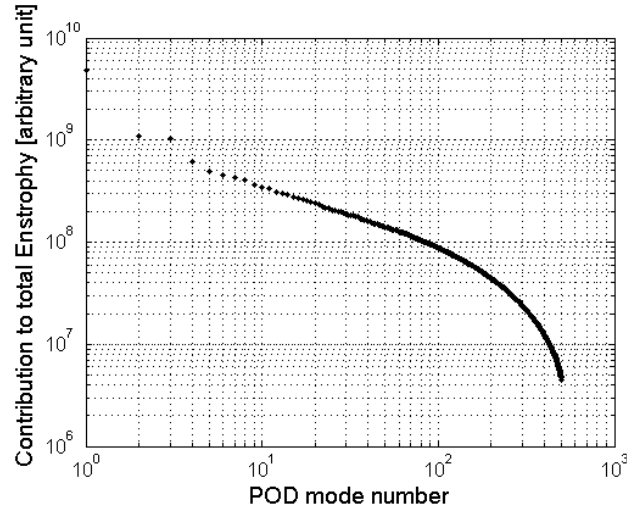


Figura 6.29: Contribución de cada modo a la totalidad de ω_θ^2 .

Escalas logarítmicas en ambos ejes.

los modos sin ordenar, tal como los calcula la POD. A la izquierda, las contribuciones se han ajustado a dos funciones trigonométricas. Como se puede observar, el doble ajuste es bueno, quedando una desviación estándar de unos 2.4 % del valor máximo de las sinusoides.

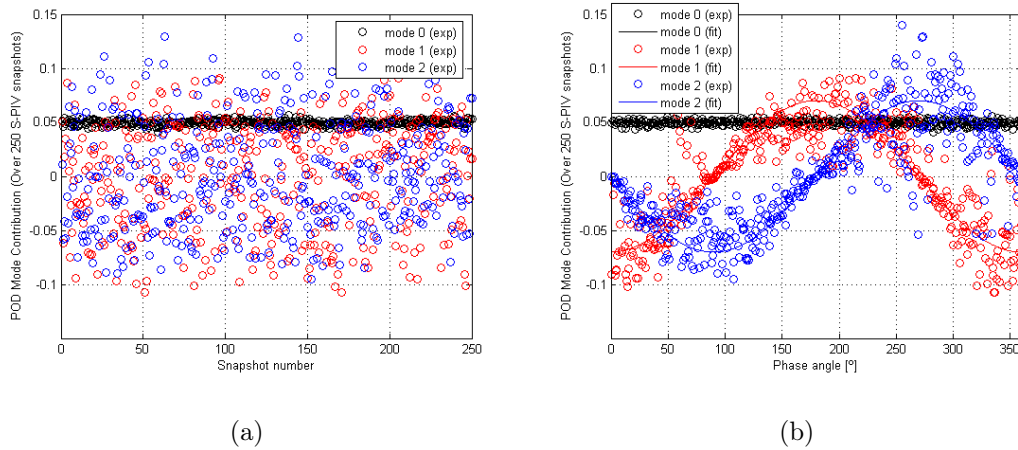


Figura 6.30: Contribución de los “snapshots” a los modos 2 y 3 de la POD.

(a) En desorden; (b) Clasificados en fase según el procedimiento del capítulo 4.

Para describir el flujo medio a distintas fases sin métodos especiales como el que usa

la POD, es conveniente tener al menos 100 realizaciones de S-PIV en cada una de ellas con el fin de realizar un promedio razonable. Esto implica una base de datos de S-PIV muy voluminosa para tener una buena resolución temporal. Aquí sólo se dispone de 250 “snapshots”. No obstante, se ha dividido el periodo en sólo 4 fases (aproximadamente 62 snapshots por fase, dependiendo de la fase), representadas en la figura 6.31. Utilizando la POD, se podría recurrir directamente a los primeros tres modos para cualquier resolución temporal, requiriendo menos datos experimentales.

Ambos métodos se pueden utilizar como herramienta para comparar los contenidos dinámicos de las medidas de S-PIV y simulaciones numéricas, en vez de utilizar las estadísticas del flujo o métodos tradicionales basados en correlaciones punto a punto. La principal ventaja de utilizar este método es que la estructuras identificadas no dependen de los modos de POD, sino únicamente de sus coeficientes periódicos. Una limitación es que se desconoce a priori la duración del periodo, que se ha de estimar con otros datos experimentales (señal de presión para la determinación de la frecuencia en este caso).

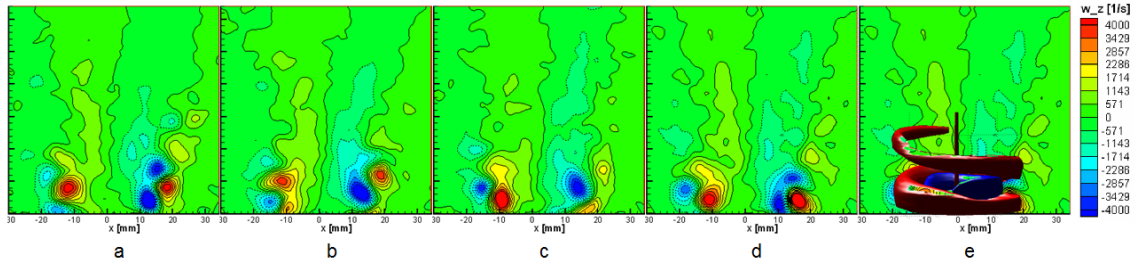


Figura 6.31: Secuencia temporal de la vorticidad azimuthal reconstruida con 250 realizaciones de S-PIV

a) $\phi = 0^\circ$; b) $\phi = 90^\circ$; c) $\phi = 180^\circ$; d) $\phi = 270^\circ$; e) Estructura tridimensional. Flujo isoterma, $S \sim 0.64$, $Re_D \sim 8\,200$, $D_0 = 26$ mm.

Como el chorro central lleva poco caudal en la configuración II, el gradiente de velocidad es importante, no solo entre el anillo giratorio y el aire ambiente, sino también entre en anillo y el chorro central. En estas dos capas de cortadura cilíndricas (vistas como 4 en el plano de medida axial-radial), dos tubos de vorticidad de signo contrario se desarrollan en espiral, generando una estructura en doble hélice, como en la figura 6.31e. Este tipo

de estructuras ya se observó en el pasado [11].

La estructura tridimensional de la figura 6.31e se ha obtenido asumiendo que un periodo corresponde a una rotación completa de los tubos de vorticidad alrededor del eje del quemador. Esto coincide con el paso de la hélice dividido por la velocidad convectiva, dando verosimilitud a la hipótesis. En consecuencia, se puede substituir la evolución temporal en un plano por el desarrollo de la hélice en un momento dado a lo largo de planos azimutales contiguos, como se muestra en dicha figura.

Los puntos de desprendimiento no son estacionarios, sino que describen una circunferencia que hace precesar las espirales en fase. Esta estructura helicoidal persiste hasta una altura de $2 D_0$, pero desaparece aguas abajo. La disipación del flujo no es suficiente por si sola para explicar la desaparición tan rápida de los vortices; lo que apunta a un mecanismo de reorientación de la vorticidad en dirección axial.

6.4. ESTUDIO DEL FLUJO REACTIVO

En este caso, el sembrado de gotas de propylen-glicol utilizado en la sección anterior no es apropiado. Las altas temperaturas generadas por la combustión del propano degradan y evaporan las gotas. Por eso se han elegido partículas cerámicas de dióxido de Titanio (TiO_2) de un diámetro nominal de $0.3 \mu\text{m}$. Las partículas se han secado en un horno eléctrico antes de usarse para minimizar las aglomeraciones. Como en el caso isoterma, el sembrado es capaz de seguir la turbulencia hasta frecuencias de 15 kHz, con una respuesta en amplitud del 99 % y un desfase inferior a 20° .

Se han medido en detalle dos flujos reactivos, uno en configuración LSB ($Re_D=13\,000$, $S=0.51$ y $\Phi_0=1.5$), y otro en configuración HSB ($Re_D=13\,500$, $S=0.56$ y $\Phi_0=2$). Siguiendo la estrategia comentada en la sección 5.2.2 de usar varios Δt entre pulsos de laser, para corregir el error debido a las cámaras y evaluar el error debido al peak-locking, se han realizado 4 medidas de 250 snapshots cada una con distintos Δt . Los Δt en cuestión son: $\Delta t_{\text{optimo}}/\sqrt{2}$, Δt_{optimo} , Δt_{optimo} y $\Delta t_{\text{optimo}}\sqrt{2}$. Se ha repetido dos veces el Δt óptimo para tener un conjunto de 1000 medidas. Con este número de medidas, la estimación de las estadísticas del flujo son razonables.

En los apartados siguientes de esta sección se presentan los resultados obtenidos que han permitido generar una base de datos detallada del flujo en las condiciones ensayadas.

6.4.1. Cortes axiales

La configuración experimental es muy similar a la precedente, salvo la posición de las cámaras. Para optimizar la zona de superposición de las dos vistas y evitar el corte oblicuo en la zona de medida, se han girado las monturas “Schiempflug” en vez de inclinar las cámaras (ángulo $\beta=0$ en la figura 6.21).

En la figura 6.32 se presentan los contornos de velocidad perpendicular al plano de medida. Se ha procesado la media con el método expuesto en el capítulo 5, tratando estadísticamente los vectores erróneos. Se puede observar claramente un “dardo” de velocidad tangencial positiva en el centro de la imagen. Sin lugar a duda, este “dardo” es un artefacto de la medida, y no es una componente real del flujo.

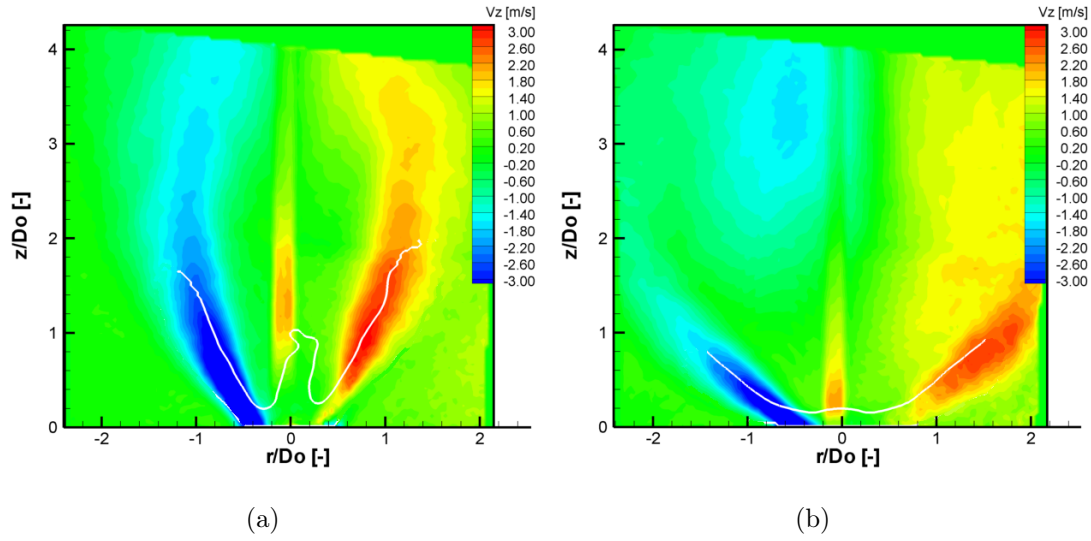


Figura 6.32: Error observado en la componente ortogonal al plano debido al “read-out de las cámaras”.

(a) En configuración LSB; (b) En configuración HSB.

Explorando las medias de las imágenes procesadas como si fuesen imágenes 2-D, se observa claramente la misma patología en la velocidades horizontales V_x en la figura 6.33, revelando los cuatro cuadrantes del sensor de las cámaras. El problema se debe ciertamente al “shift” generado por el error de lectura de las cargas del CCD, que se ha descrito en el capítulo 5, en la sección 5.2.

Se ha aplicado el procedimiento descrito en dicho capítulo y publicado en [16] para encontrar la desviación D en mm que induce el error de lectura de las cámaras. Las desviaciones para cada componente de la velocidad se presentan en la figura 6.34.

En las imágenes de arriba, se observa una zona coherente central en la tres componentes, resultando de la superposición de los cuadrantes a la hora de reconstruir la imagen a partir de las dos vistas. Al sólo tener un juego de medidas con esta calibración, el resultado aparece contener un nivel de ruido importante. En particular, las zonas de alta turbulencia presentan una desviación que no es representativa del error debido a las cámaras, si no a las altas fluctuaciones que hay en esta zona. Por ello se ha decidido tratar las imágenes para minimizar el ruido y eliminar las zonas irrelevantes. En este caso, la im-

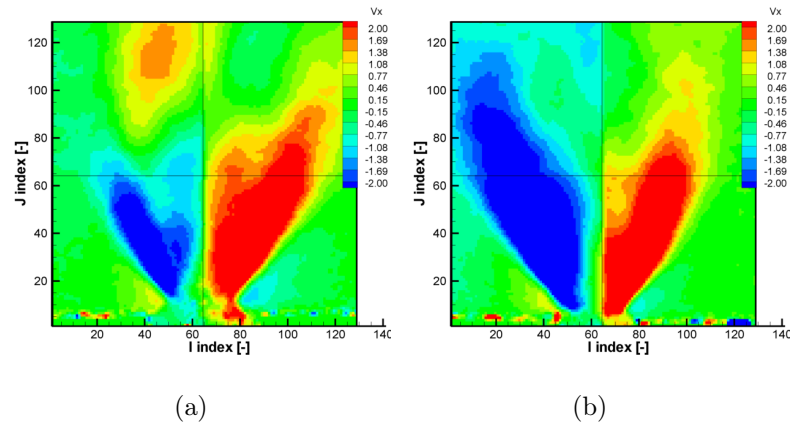


Figura 6.33: Componente x para cada cámara en la configuración LSB.

(a) Cámara I; (b) Cámara II.

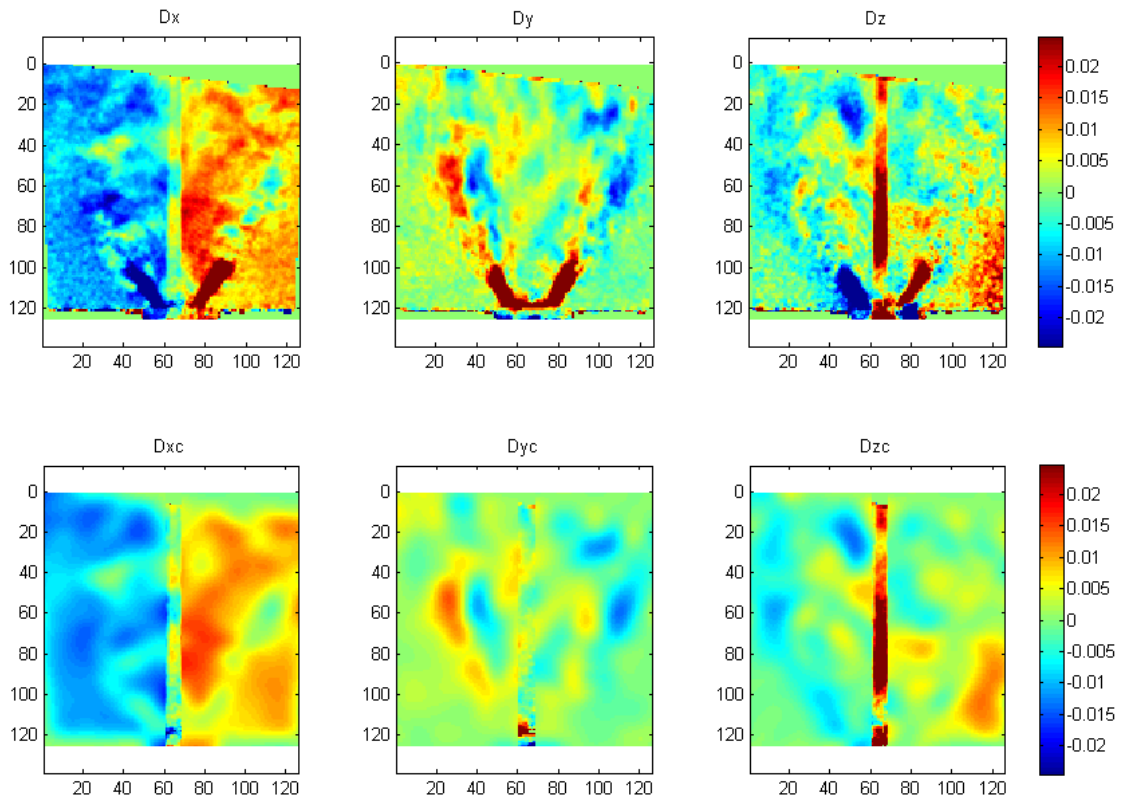


Figura 6.34: “Shift” debido a las cámaras para las 3 componentes de la velocidad.

Arriba: Sin tratamiento; Abajo: con tratamiento estadístico y suavizado.

agen se ha dividido en 6 cuadrantes (resultantes de la superposición de los 4 originales de cada cámara) para tratar las desviaciones obtenidas. En cada cuadrante se ha procedido a un tratamiento estadístico para eliminar todas las correcciones que se alejan demasiado de la media de cada cuadrante.

Después de este tratamiento, se han eliminado en gran medida las zonas donde D era erróneo debido al alto nivel de turbulencia. En estas zonas, se ha reemplazado el valor de D por un valor nulo, para que no afecte el campo medio cuando se corrija. Aún así, la imagen de la figura 6.34 sigue siendo bastante ruidosa. Por ello, se ha realizado un suavizado de la imagen empleando ajustes por “splines”. La desviación así obtenida es la que se utiliza a continuación para corregir todos los campos de velocidad media. Es de notar que esta corrección no afecta al cálculo de los estimadores de la turbulencia (calculados como $\overline{V_i'V_j'} = \frac{\sqrt{\sum_k (V_i^{(k)}V_j^{(k)} - \overline{V_i}\overline{V_j})^2}}{N_k}$), ya que se trata simplemente de una translación de la media. Para que las decisiones arbitrarias tomadas en esta estimación del error de read-out de las cámaras no limiten el valor de los datos finales obtenidos, se incluye la corrección como error en el cálculo del intervalo de confianza de la medida. Un estudio detallado de los errores de medida y de los intervalos de confianza se presenta en la última sección del documento.

Contornos de velocidad y energía cinética turbulenta

- Velocidad radial

La línea blanca en la figura 6.35 representa un estimación de la posición media del frente de llama (véase capítulo 5).

Existe una diferencia de magnitud importante entre la velocidad radial del quemador LSB y HSB (véase diferencia de escala de colores en la figura 6.35). La localización y orientación de zonas de alta velocidad radial también es muy distinta en los dos contornos. Esto traduce el hecho de que el flujo HSB es mucho mas divergente, más dado a generar una recirculación importante.

Ambos frentes de llama están situados en la zona de máxima velocidad radial.

- Velocidad axial

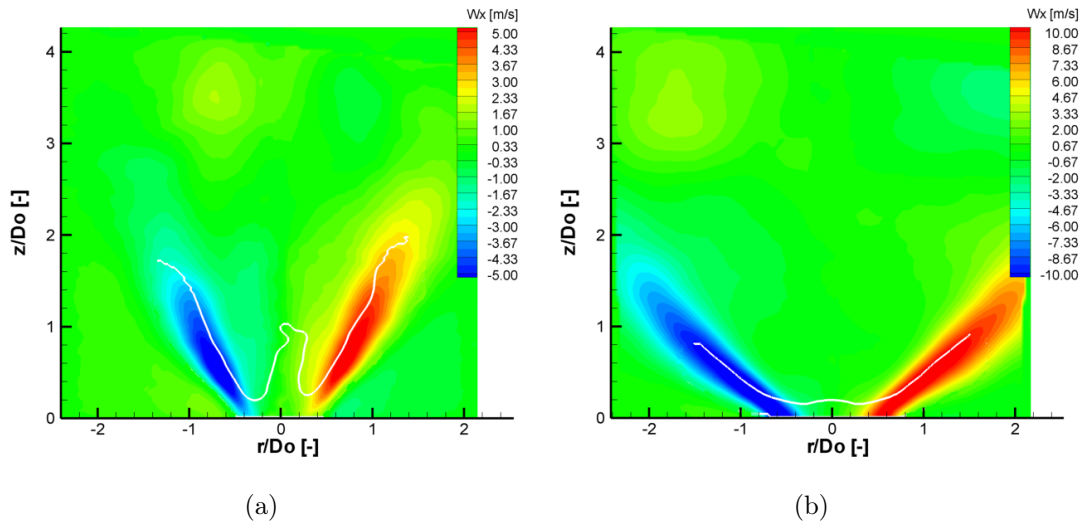


Figura 6.35: Velocidades radiales corregidas.

Corregidas con la desviación presentada en la figura 6.34. (a) En configuración LSB ($S=0.51$; $Re_D=13000$; $\Phi_0=1.5$); (b) En configuración HSB ($S=0.56$; $Re_D=13500$; $\Phi_0=2$).

Los contornos de velocidad axial (figura 6.36) muestran claramente la diferencia entre los dos flujos, particularmente en cuanto a divergencia del flujo y recirculación del flujo. Las magnitudes de velocidad axial son del mismo orden en ambas configuraciones, pero presentan un desarrollo muy distinto.

En el caso LSB, la simple divergencia del flujo reduce la velocidad en el eje del quemador y crear una zona de baja velocidad capaz de estabilizar la llama, pero no desarrolla una zona amplia de recirculación con velocidades negativas. En cambio, en el caso HSB existe una recirculación muy intensa, delimitada por las zonas de alta velocidad axial, que ocupa prácticamente toda la zona de medida. Esta topología es muy buena en cuanto a inquemados, debido a la importante recirculación, pero su presencia hace aumentar drásticamente el tiempo de residencia y el subsecuente incremento de NO_x

- Velocidad tangencial

En la figura 6.37, a los contornos de velocidad tangencial, se han superpuesto los vectores definidos por las componentes de la velocidad dentro del plano de medida. Sólo

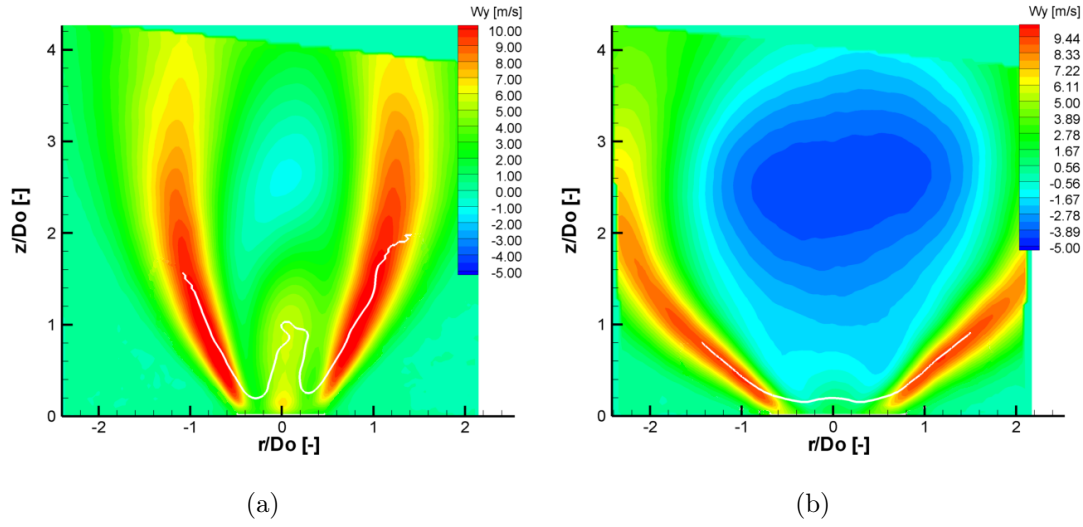


Figura 6.36: Velocidades axiales corregidas.

Corregidas con la desviación presentada en la figura 6.34. (a) En configuración LSB ($S=0.51$; $Re_D=13000$; $\Phi_0=1.5$); (b) En configuración HSB ($S=0.56$; $Re_D=13500$; $\Phi_0=2$).

se representa uno de cada cuatro en la dirección axial, para mayor claridad.

La velocidad tangencial presenta las mismas características que los campos de velocidad axial y radial. El flujo anular se va abriendo al emerger de la tobera, y se conserva hasta $z/D_0 \sim 2-3$, disipándose poco con la altura. Este chorro anular envuelve la llama, delimitándola por los lados.

Se observa que la expansión debido a la llama tiende a re-simetrizar los flujos. La leve desviación hacia la derecha se hace mucho menos visible que en el flujo frío, para 3 mapas de nivel de las velocidades, así como para el de energía cinética turbulenta que se expone a continuación.

- Energía cinética turbulenta

Ambos contornos de energía cinética turbulenta presentan zonas de intensas fluctuaciones, a cada lado del frente de llama. Estas zonas coinciden con las capas de cortadura debidas al chorro anular. En la zona correspondiente a la capa de cortadura tras la llama, se observa un incremento de la intensidad turbulenta, justo después del frente de llama

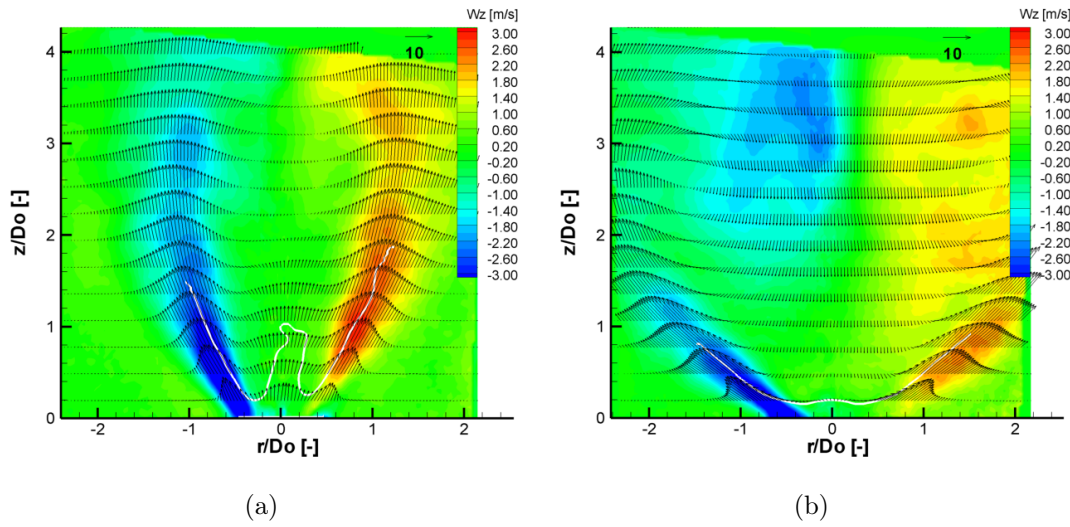


Figura 6.37: Velocidades azimutales corregidas.

Corregidas con la desviación presentada en la figura 6.34. (a) En configuración LSB ($S=0.51$; $Re_D=13000$; $\Phi_0=1.5$); (b) En configuración HSB ($S=0.56$; $Re_D=13500$; $\Phi_0=2$).

debida a la acceleration del flujo por la expansión de los gases y el incremento consiguiente del gradiente de velocidad en dicha capa límite. En el caso LSB se puede apreciar una tercera zona de altas fluctuaciones, marcada con un círculo en la figura 6.38a, en el interior del flujo anular. No tiene un correspondiente simétrico a la derecha de la imagen. Esta zona parece corresponder con un movimiento periódico que se desarrolla en la zona de recirculación, más que a turbulencia propiamente dicha, como se podrá ver con mas detalle en el apartado 6.4.3.

La energía turbulenta tiende a decrecer en el sentido de la coordenada axial, por la reducción de la velocidad y de los gradientes espaciales de la misma. En estos mapas es difícil establecer “a priori” si las fluctuaciones se deben a la oscilación de la posición del frente de llama, a la presencia de estructuras coherentes en el flujo, o sencillamente a turbulencia propiamente dicha. Por ello se analiza de manera cualitativa la contribución de cada parte en los apartados siguientes.

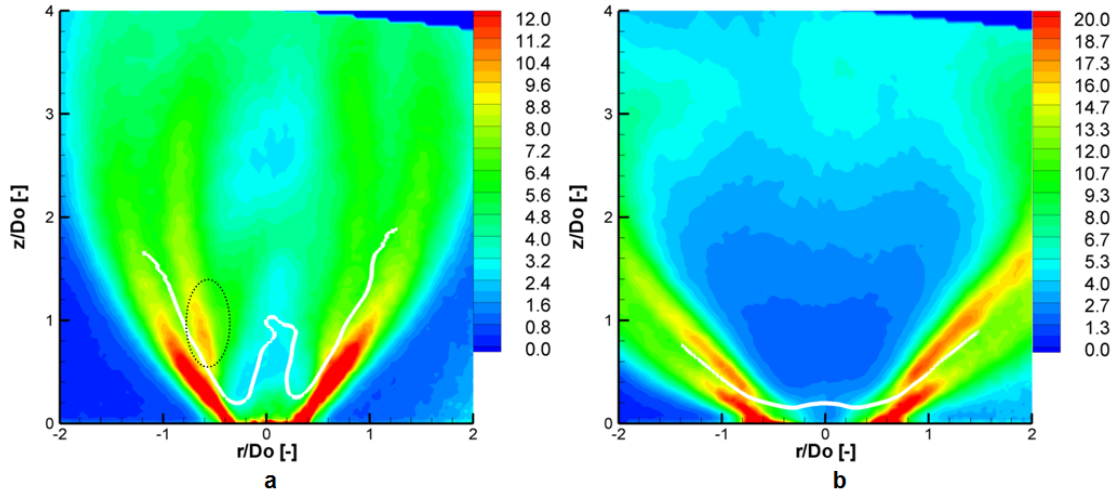


Figura 6.38: Contornos de energía cinética turbulenta.

- (a) En configuración LSB ($S=0.51$; $Re_D=13000$; $\Phi_0=1.5$); (b) En configuración HSB ($S=0.56$; $Re_D=13500$; $\Phi_0=2$).

Campo instantáneo y fenómenos de ingestión

Aún que no se aprecie en el campo fluido medio (figuras 6.37), existen numerosas estructuras vorticales en el flujo, responsables de una importante ingestión de aire. En adición, debido al giro, estructuras similares en el plano horizontal participan del mismo mecanismo. Un fenómeno similar se ha observado ya en el flujo isoterma (figura 6.23 y 6.18), y persiste para el flujo reactivo. Esta ingestión de aire exterior es responsable en gran medida de la dilución de la mezcla y de la disminución del dosado efectivo Φ_e respecto al dosado de la premezcla Φ_0 . En el flujo HSB, la dilución es aún más importante debido a la intensa recirculación de frescos en la zona del frente de llama.

Las imágenes centrales de la figura 6.39 presentan el campo de vorticidad azimutal instantáneo y las “líneas de corriente 2D”³, ilustrando la ingestión de aire para ambos flujos. La representación bidimensional no rinde cuenta de la ingestión por giro.

³Las líneas de corriente representadas en la figura 6.39 sólo son indicativas, ya que en un flujo tridimensional, habría que representar líneas de corriente 3D. De hay la presencia de fuentes y sumideros inexistentes en realidad.

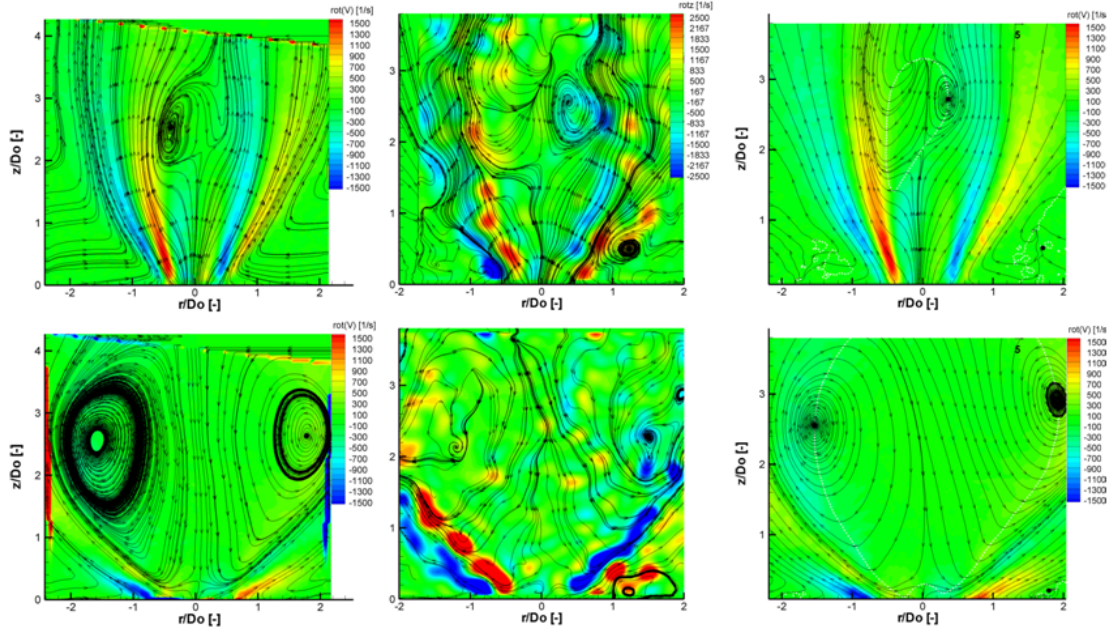


Figura 6.39: Vorticidad azimuthal y “Líneas de corriente 2D” para ambos flujos. De izquierda a derecha: campo medio, instantáneo y reconstrucción con 3 modos de POD. El campo instantáneo y la reconstrucción de POD intentan representar un instante similar. (Los tres mapas no tienen la misma escala). (Arriba) En configuración LSB ($S=0.51$; $Re_D=13000$; $\Phi_0=1.5$); (Abajo) En configuración HSB ($S=0.56$; $Re_D=13500$; $\Phi_0=2$).

Se observa también en esta figura que el mecanismo de estabilización de la llama en configuración LSB se hace por una corona anular de baja velocidad, capaz de mantener el frente de llama en esta posición. La velocidad mas alta en el centro y en el exterior “sopla” la llama en estas regiones, formando así un frente de llama en “W”, como se puede observar en la foto de la derecha de la figura 6.19.

En configuración LSB, las instantáneas muestran una recirculación en el lado opuesto del campo medio, sugiriendo que esta recirculación no es estacionaria. Este aspecto se estudia con más detalle en el apartado 6.4.3.

Media condicionada

En primer lugar, se ha procedido a realizar una media condicionada en función de si los gases presentes en el flujo son frescos o productos de la combustión. Para ello, se ha detectado el frente de llama en cada imagen de PIV instantánea como se ha descrito en el capítulo 5, y para cada imagen se ha establecido un limite entre frescos y quemados. A continuación se ha realizado el promedio por separado de flujo con gases frescos y quemados, sobre la muestra de las 1000 imágenes disponibles.

Para mas claridad, no se presentan los contornos de tales promedios, sino únicamente los perfiles de velocidad media a lo largo del eje del quemador (figura 6.40) y perfiles radiales a una altura de $z/D_0=0.27$ (figura 6.41). Los perfiles de los reactantes o “inquemados” aparecen con mas ruido porque cuentan con menos realizaciones, del 5 al 30 % dependiendo de la posición. En caso de los reactantes, la curva tiene menos puntos, porque llegada cierta altura, el flujo solo presenta productos de la combustión.

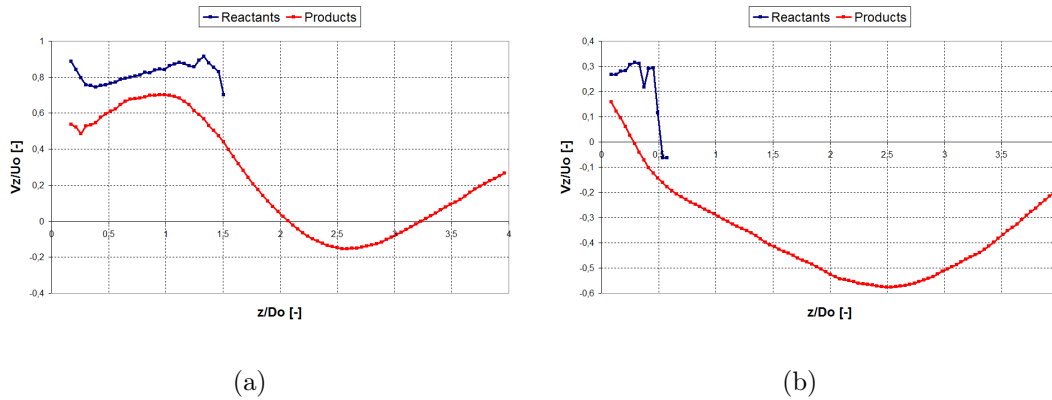


Figura 6.40: Perfiles de velocidad axial con media condicionada en el eje del quemador.

$U_0 \approx 7.7$ m/s. (a) En configuración LSB ($S=0.51$; $Re_D=13000$; $\Phi_0=1.5$); (b) En configuración HSB ($S=0.56$; $Re_D=13500$; $\Phi_0=2$).

Los perfiles de velocidad axial en el eje demuestran en ambos casos (LSB y HSB) que la velocidad axial media es mayor cuando el flujo todavía no se ha quemado, especialmente en la zona donde se estabiliza la llama. Esto, junto con unas velocidades axiales sensiblemente mayores que el incremento de velocidad perpendicular a la llama que se produce

al atravesarla, indica que el efecto predominante que se está registrando es la aparición alternativa de zonas de quemados e inquemados por convección desde fuera del eje, debido al movimiento no estacionario. Si el incremento de velocidad debido a la expansión de los gases fuese el mecanismo dominante, los frescos tendrían una velocidad menor que los gases quemados. Por el contrario, el sentido de encontrar altas velocidades para los inquemados es que el flujo está suficientemente perturbado como para identificar “paquetes” de estos gases con suficiente velocidad como para levantar momentáneamente la llama. Adicionalmente, la velocidad media de los quemados en algunas zonas de la configuración LSB es, también, excesivamente elevada en relación con la velocidad de propagación de llama, incluso teniendo en cuenta la expansión de los gases. Esto parece indicar que parte de dichos gases quemados proviene de paquetes de fluido que entran en el eje desde los laterales y son convectados hacia el eje.

Se aprecia también la magnitud y el tamaño de la zona de recirculación. En el caso LSB, se extiende desde $z/D_0=2.1$ hasta $z/D_0=3.2$. En cambio, la recirculación del HSB se encuentra entre $z/D_0=0.5$ y $z/D_0=5$. La aceleración del flujo al pasar el frente de llama no se aprecia por la predominancia de los fenómenos anteriormente descritos.

De la misma manera que los perfiles en el eje, los perfiles radiales de velocidad axial para $z/D_0=0.27$ presentan mayor magnitud en el caso de los reactantes.

Se han calculado las fluctuaciones de velocidad axial, que se presentan en la figura 6.42. Los perfiles son muy ruidosos, pero de manera general, tienen la misma forma que la media, presentando máximos de turbulencia en máximos de velocidad. Se observa que en el caso HSB las fluctuaciones son ligeramente mayores para los productos en la zona central.

Este apartado indica que, incluso en zonas con baja energía cinética turbulenta, el flujo está dominado por fuertes perturbaciones debidas a la turbulencia y/o estructuras coherentes y no por la diferencia de velocidades antes y después de la llama, junto con la oscilación de su posición.

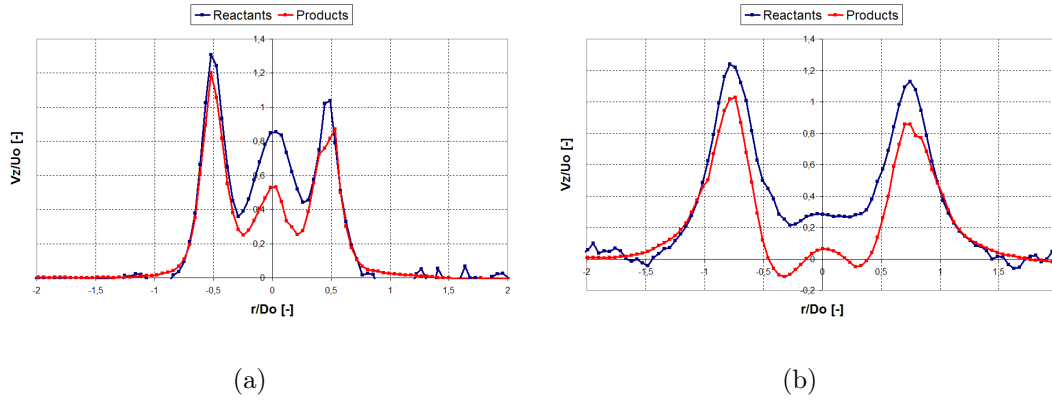


Figura 6.41: Perfiles de velocidad axial con media condicionada a una altura de $z/D_0 = 0,27$.

(a) En configuración LSB ($S=0.51$; $Re_D=13000$; $\Phi_0=1.5$); (b) En configuración HSB ($S=0.56$; $Re_D=13500$; $\Phi_0=2$).

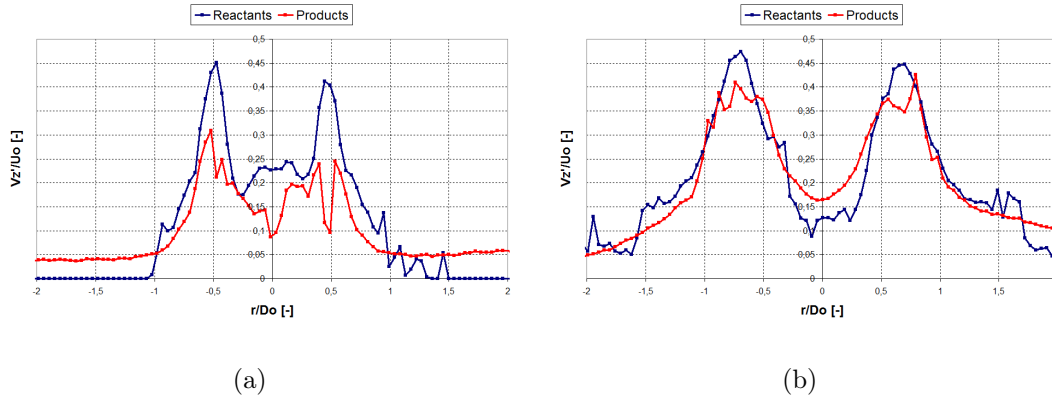


Figura 6.42: Perfiles de fluctuación de velocidad axial a una altura de $z/D_0 = 0,27$.

(a) En configuración LSB ($S=0.51$; $Re_D=13000$; $\Phi_0=1.5$); (b) En configuración HSB ($S=0.56$; $Re_D=13500$; $\Phi_0=2$).

6.4.2. Cortes cenitales

Para medir en los tres planos cenitales ($z/D_0=0.27, 1.00$ y 3.00), la posición del plano laser y de las cámaras es la descrita en la figura 6.43. Las cámaras enfocan el plano con un ángulo respecto al eje del quemador de unos 35° , análogamente a la configuración estereoscópica de los cortes axiales, pero girada de 90° . Esto reduce la distorsión de las

imágenes debido al ángulo de vista manteniendo una resolución adecuada en la tercera componente de la velocidad.

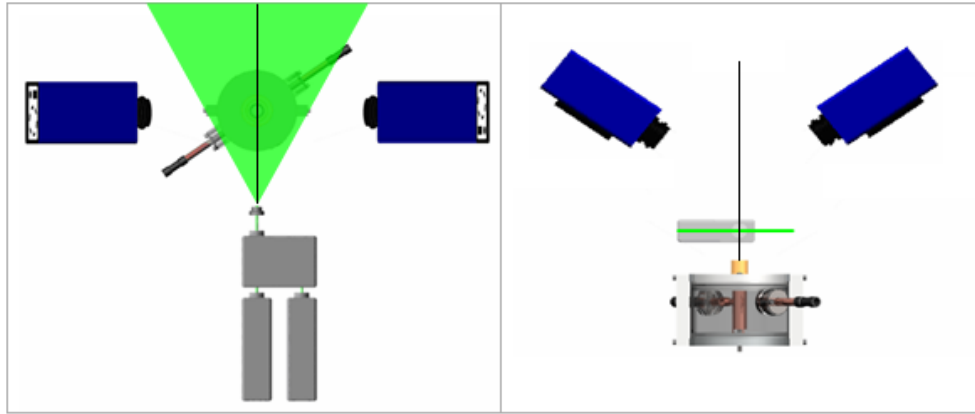


Figura 6.43: Configuración experimental para las medidas en el plano cenital.

Izquierda: Vista cenital; Derecha: vista frontal. Las líneas negras representan la posición del plano de medida axial-radial.

Las cámaras se han alejado ligeramente del eje del quemador para evitar deposición de partículas en los objetivos de las cámaras y un exceso de temperatura debido a la cercanía de la llama. En cualquier caso, se han añadido filtros ultravioleta poliméricos para no dañar los filtros interferenciales. Por su lado, los filtros interferenciales (pasante a 532 nm, longitud de onda del laser) son necesarios filtrar la radiación de la llama.

Los contornos se han corregido con el mismo procedimiento descrito anteriormente para el error de read-out de las cámaras CCD. Pero en este caso, la tobera refleja una cantidad importante de luz procediendo de las partículas. En cada una de las cuatro imágenes de S-PIV aparece la imagen de la tobera, con un nivel de intensidad cercano al de las partículas. Este fenómeno genera un bias hacia zero en la medida de la velocidad en esta zona (la imagen de la tobera correlaciona con si misma y contribuye a la correlación en un 50 % aproximadamente). Este problema puede intentar corregirse restando a cada imagen de partículas la media de las imágenes. De esta manera se quita en buena proporción la imagen de la tobera en cada imagen. Desafortunadamente, al intentar realizarse esta operación en flujos con el nivel de complejidad que nos ocupa (flujos gaseosos con

combustión), la relación de señal a ruido es tan pobre en la zona de los gases quemados (poco sembrado debido a la expansión de los gases calientes), que la correlación es de muy mala calidad. En consecuencia se presentan los resultados con el bias en la medida, y que afecta también a la estimación de la energía cinética turbulenta. En las imágenes de $z/D_0=0.27$, la zona perjudicada es precisamente la del centro del chorro: se aprecia su efecto en la figura 6.44b. En ella se pueden ver interrupciones del anillo de alta velocidad donde las imágenes de la tobera interseccionan con el, desde el punto de vista oblicuo de las cámaras en configuración estereoscópica. Este efecto es todavía más claro en la figura 6.46c. En los cortes a $z/D_0=3$, se encuentra fuera de la zona de interés y no afecta la medida.

- Velocidad axial

En la figura 6.44 se presentan los contornos de velocidad axial para el plano axial y los tres planos cenitales. Las correspondencias en altura están marcadas por líneas negras en los contornos axiales.

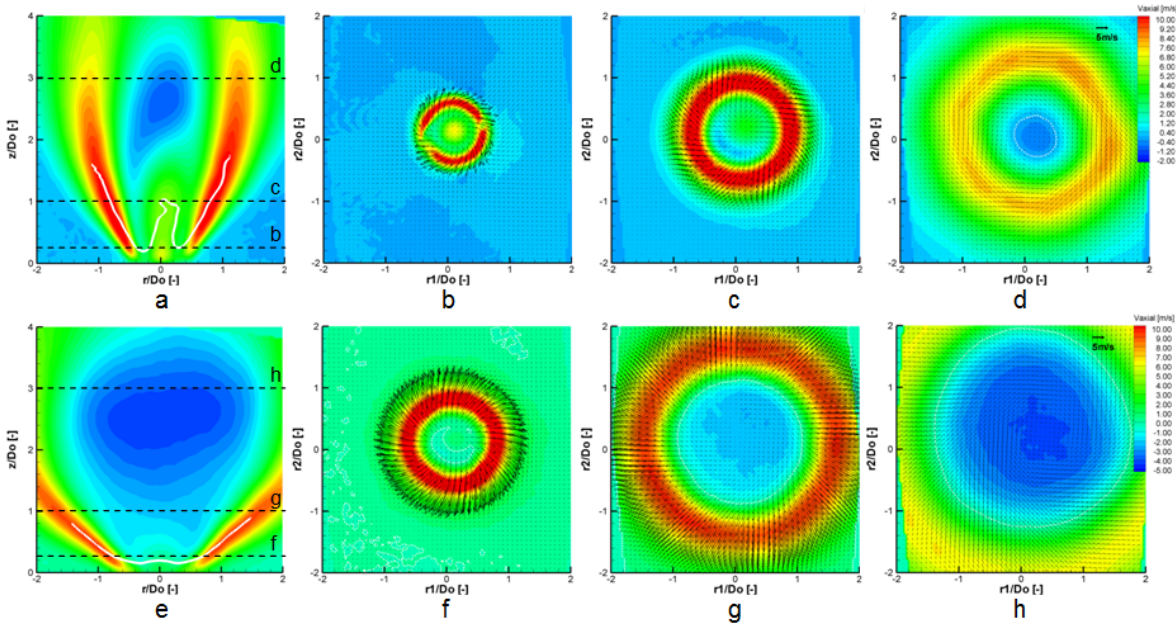


Figura 6.44: Cortes cenitales a tres alturas ($z/D_0= 0.27, 1.00$ y 3.00).

Velocidad axial para: (Arriba) En configuración LSB ($S=0.51$; $Re_D=13000$; $\Phi_0=1.5$);

(Abajo) En configuración HSB ($S=0.56$; $Re_D=13500$; $\Phi_0=2$).

Se han representado uno de cada cuatro vectores para mas claridad. Se puede apreciar la apertura del flujo anular y la aparición de una zona de recirculación a $z/D_0 = 3$ en el caso LSB. Esta recirculación se empieza a apreciar ya en HSB a una altura mucho menor de $z/D_0 = 0,27$.

Tanto para la llama LSB como para la HSB, el chorro axial central y la zona de recirculación se ven desviados hacia el nordeste de la imagen. Un vez mas es el resultado de una ligera asimetría en el flujo.

A pesar de las dificultades de repetitividad de las condiciones del experimento (caudales y dosado controlados por rotámetros volumétricos, centrado delicado del tubo central, temperatura ambiente...), las medidas son muy coherentes entre planos axiales y centitales, como muestra la figura 6.45. Esta figura muestra una representación tridimensional de 3 planos de contornos de velocidad axial ($r1/D_0 = 0$ ($\theta=0$), $z/D_0 = 1$ y $z/D_0 = 3$). Los tres planos son ligeramente transparentes para tener una mejor idea de conjunto.

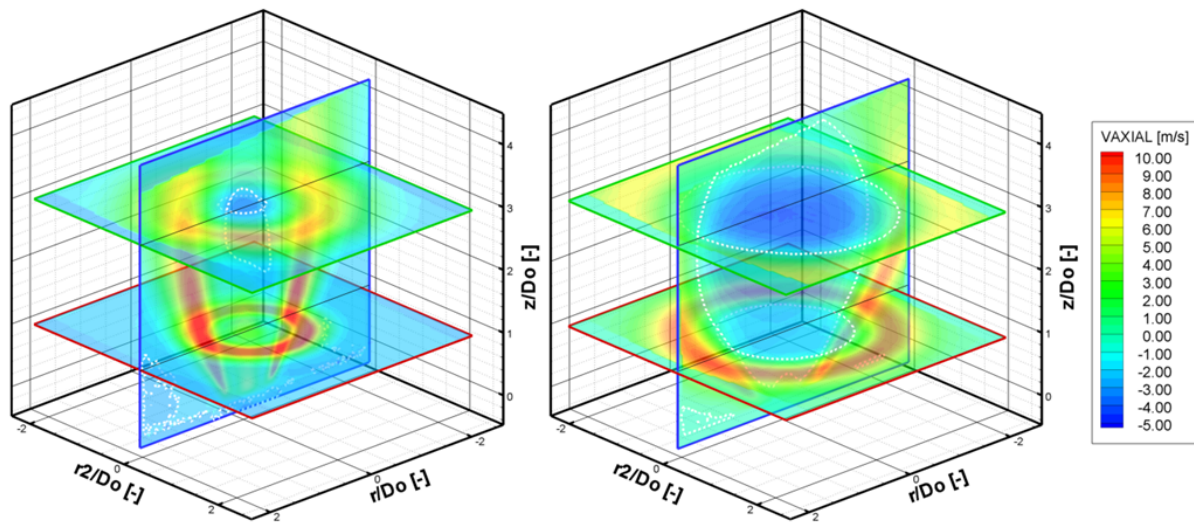


Figura 6.45: Vista 3-D de la velocidad axial en 3 planos.

(Izquierda) En configuración LSB ($S=0.51$; $Re_D=13000$; $\Phi_0=1.5$); (Derecha) En configuración HSB ($S=0.56$; $Re_D=13500$; $\Phi_0=2$).

- Energía cinética turbulenta

Como se comentó en el apartado anterior, en los contornos de energía cinética turbu-

lenta, también se aprecia el efecto, sobre la medida, de la luz reflejada por la tobera. En la figuras (c), (f) y (g) se disciernen zonas de baja energía cinética turbulenta, reveladoras de un bias de las velocidades hacia 0. Afortunadamente, estas zonas no cruzan el plano de medida axial, con lo cual no son fuentes de incoherencia en el solape de información en la representación 3D (véase figura 6.47).

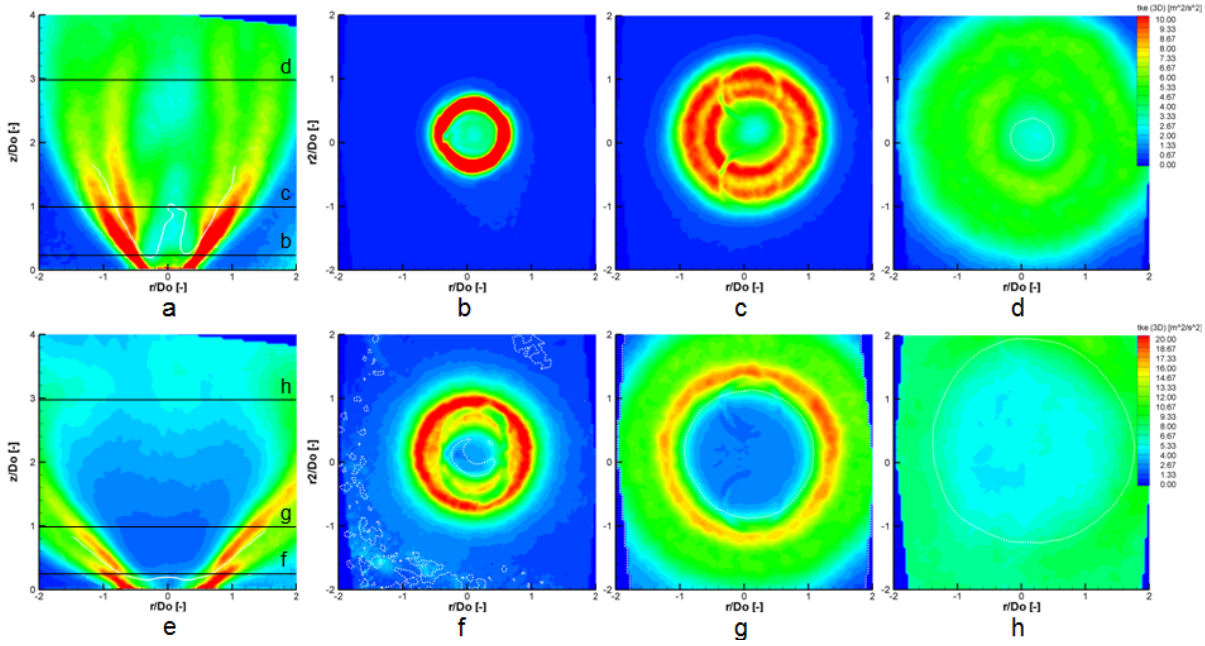


Figura 6.46: Energía cinética turbulenta en un plano meridiano y cortes cenitales a tres alturas ($z/D_0 = 0.27, 1.00$ y 3.00).

(Arriba) En configuración LSB ($S=0.51$; $Re_D=13000$; $\Phi_0=1.5$); (Abajo) En configuración HSB ($S=0.56$; $Re_D=13500$; $\Phi_0=2$).

6.4.3. Estructuras coherentes

El estudio de la presencia de estructuras coherentes es fundamental para la comprensión de flujos no estacionarios de topología compleja. Éstas son especialmente relevantes en el caso de quemadores LSB y HSB, donde estabilizan la llama, pero donde pueden igualmente llevar a inestabilidades termo-acústicas o a la extinción de la llama. En este apartado, los métodos presentados en los apartados 5.3 y 5.4 capítulo 5 se han aplicado

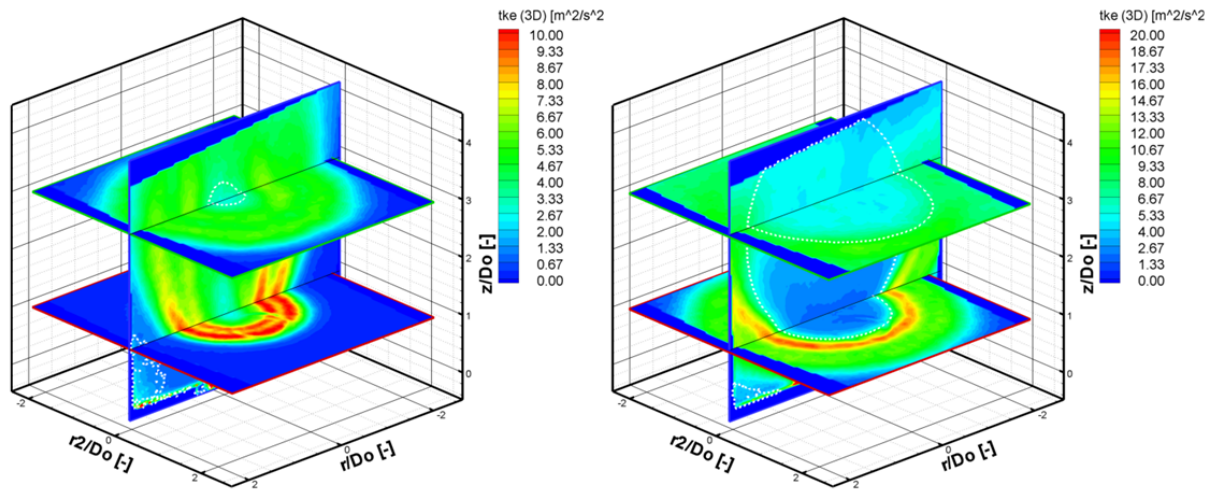


Figura 6.47: Vista 3-D de la energía cinética turbulenta en 3 planos.

(Izquierda) En configuración LSB ($S=0.51$; $Re_D=13000$; $\Phi_0=1.5$); (Derecha) En configuración HSB ($S=0.56$; $Re_D=13500$; $\Phi_0=2$).

el campo fluido para identificar y perseguir en el tiempo estructuras coherentes.

La POD se ha computado a partir de las tres componentes de la velocidad, en vez de la vorticidad como en el apartado 6.3.3, porque análisis preliminares muestran que no juega aquí un papel tan decisivo en la forma de las estructuras y la energía del flujo.

Llama LSB ($Re_D=13\ 000$, $S=0.51$ y $\Phi_0=1.5$)

Los resultados se presentan en las figuras 6.48, 6.49 y 6.50 para el plano vertical y dos planos horizontales. La posición del frente de llama aproximada se ha estimado también con el procedimiento establecido en el capítulo 5 (sección 5.1.2). Se representa como línea blanca continua en la figura 6.48.

En las 8 fases representadas en la figura 6.48 se aprecia la evolución temporal del flujo. La forma y posición de la zona de baja velocidad está cambiando, siguiendo un ciclo asimétrico. Las zonas de baja velocidad llegan mucho mas cerca de la tobera en la izquierda que a la derecha y tienen claramente una influencia sobre la forma y posición del frente de llama. Este se acerca a la tobera cuando la velocidad axial es baja. Aún que se

aprecie poco en las imágenes, todo el flujo anular está girando en bloque en consonancia con la zona de recirculación.

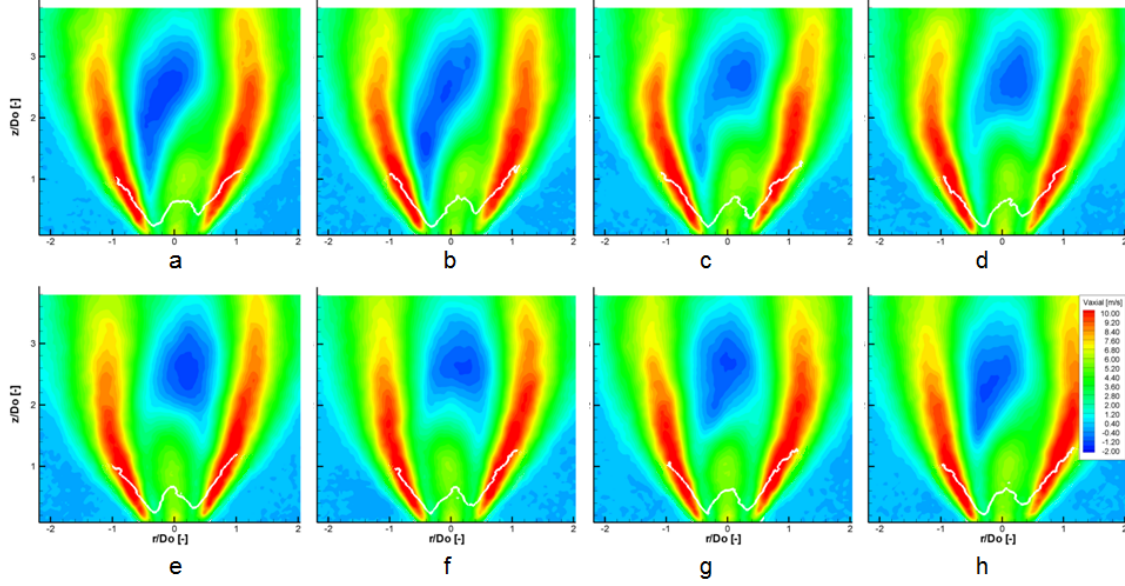


Figura 6.48: Evolución temporal del LSB: 8 fases en el plano $r_2/D_0=0$. ($S=0.51$; $Re_D=13000$; $\Phi_0=1.5$). De a) a h): 8 fases espaciadas $\pi/4$.

La figura 6.49 revela que este movimiento del flujo no tiene lugar únicamente en el plano $r_2/D_0=0$, sino que gira alrededor del eje del quemador. Esto se observa siguiendo la trayectoria de la zona de recirculación: describe claramente un movimiento circular alrededor del centro de la imagen, coherente con el movimiento observado en el plano axial. Los modos de POD, junto con la naturaleza giratoria del flujo indican que este movimiento es mucho más verosímil que la interpretación alternativa de oscilación sinusoidal en planos meridianos que varíen con el tiempo.

Una velocidad axial reducida siempre corresponde a una posición de la llama mas baja, lo que es coherente con la estabilización de la llama al igualar la velocidad de propagación s_T a la velocidad local del flujo. El chorro central describe claramente una trayectoria circular alrededor del eje del quemador. Pero el centro de rotación de las fluctuaciones no coincide con el centro de giro principal, haciendo que el movimiento sea asimétrico.

En esta zona cercana a la tobera se puede ver que la llama se estabiliza en el anillo de

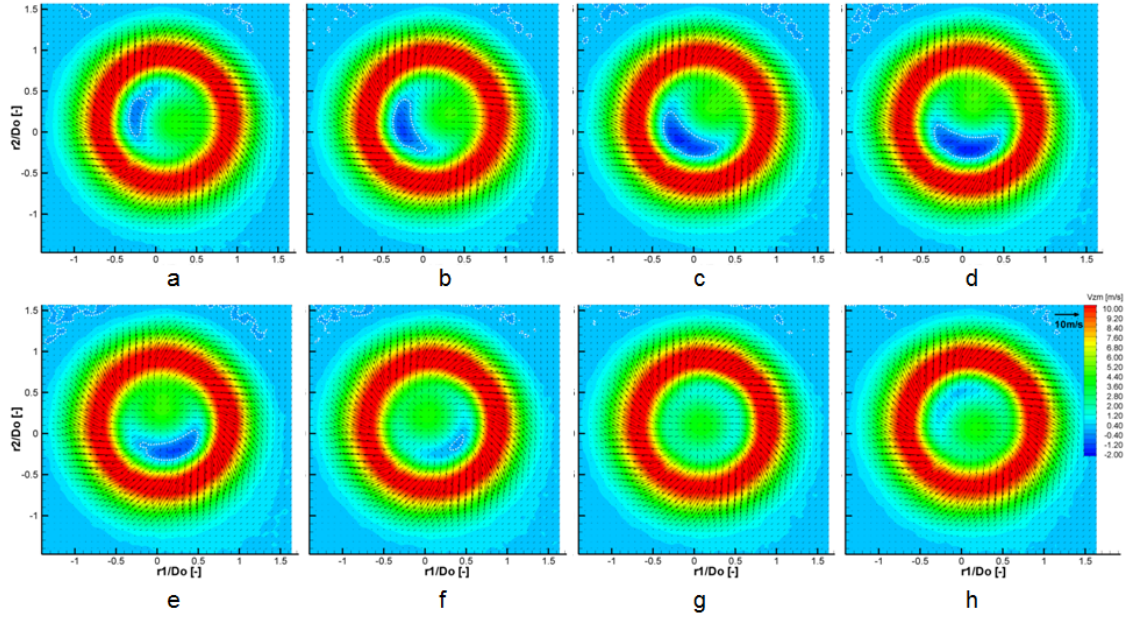


Figura 6.49: Evolución temporal del LSB: 8 fases en el plano $z/D_0=1$.

($S=0.51$; $Re_D=13000$; $\Phi_0=1.5$). De a) a h): 8 fases espaciadas $\pi/4$. Misma origen de fases que en la figura 6.48

baja velocidad que rodea al chorro central del quemador y avanza lateralmente hacia su interior con la velocidad de llama, a la vez que la velocidad axial la convecta aguas abajo. Esto da la marcada estructura en “W” del frente de llama del LSB. Este concepto se puede también contrastar al ver la imágenes del flujo medio e instantáneo en el apartado 6.4.1.

A una altura mayor ($z/D_0=3$), el comportamiento del flujo es distinto, como muestra la figura 6.50. El chorro anular sigue precesionando, pero las componentes de la velocidad radial y tangencial revelan una estructura distinta dentro del plano de medida. Al margen de la zona de recirculación (marcada en blanco), existe un vórtice (su centro está marcado en rojo) que va girando alrededor de la burbuja de velocidad negativa. Aún que las velocidades sean de pequeña magnitud comparado al chorro anular, esta dinámica recuerda mucho al fenómeno de PVC (“Precessing Vortex Core”, [4]). Al igual que la zona de recirculación, la trayectoria del centro del vórtice es circular, y no está centrada en el eje del quemador.

Con el fin de separar la turbulencia homogénea de las fluctuaciones debidas a la presen-

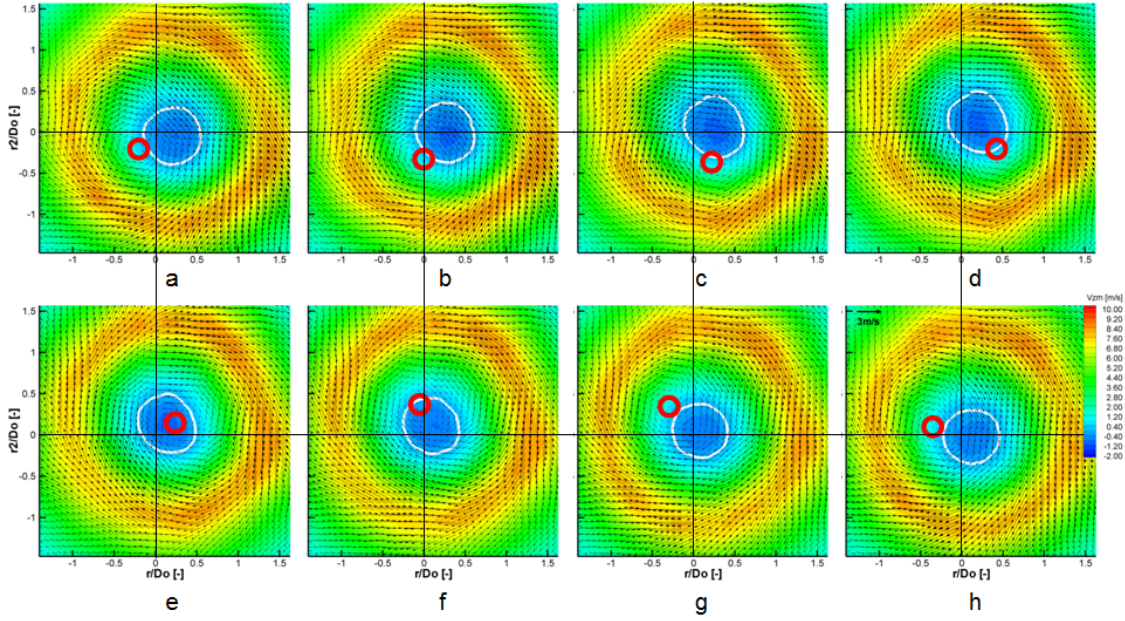


Figura 6.50: Evolución temporal del LSB: 8 fases en el plano $z/D_0=3$.
($S=0.51$; $Re_D=13000$; $\Phi_0=1.5$). De a) a h): 8 fases espaciadas de $\pi/4$.

cia de estructuras coherentes, se representan en la figura 6.51 los perfiles de velocidad axial a lo largo de la dirección axial, para tres posiciones radiales: $r/D_0=-0.35$, $r/D_0=+0.35$ y $r/D_0=0$; y apara las ocho fases de la figura 6.48. En el eje del quemador (c), las contribuciones de las 8 fases son muy parecidas, y similares a los perfiles expuesto en la figura 6.40. En cambio, a cada lado de la “W” de la llama ($r/D_0=-0.35$ y $r/D_0=+0.35$), las fluctuaciones fase a fase son importantes y contribuyen por buena parte en la energía cinética turbulenta. Estas fluctuaciones se deben al movimiento de la zona de recirculación. Para las dos posiciones laterales, los perfiles son similares, pero están en anti-fase. Para cada fase, se observa un pico neto en torno a $z/D_0 \sim 1$, revelador del paso del chorro central.

Llama HSB ($Re_D=13\ 500$, $S=0.56$ y $\Phi_0=2$)

En este apartado se ha procedido al mismo tipo de reconstrucción temporal, pero esta vez para la llama de tipo HSB con los parámetros siguientes: $Re_D=13\ 500$, $S=0.64$ y $\Phi_0=2$.

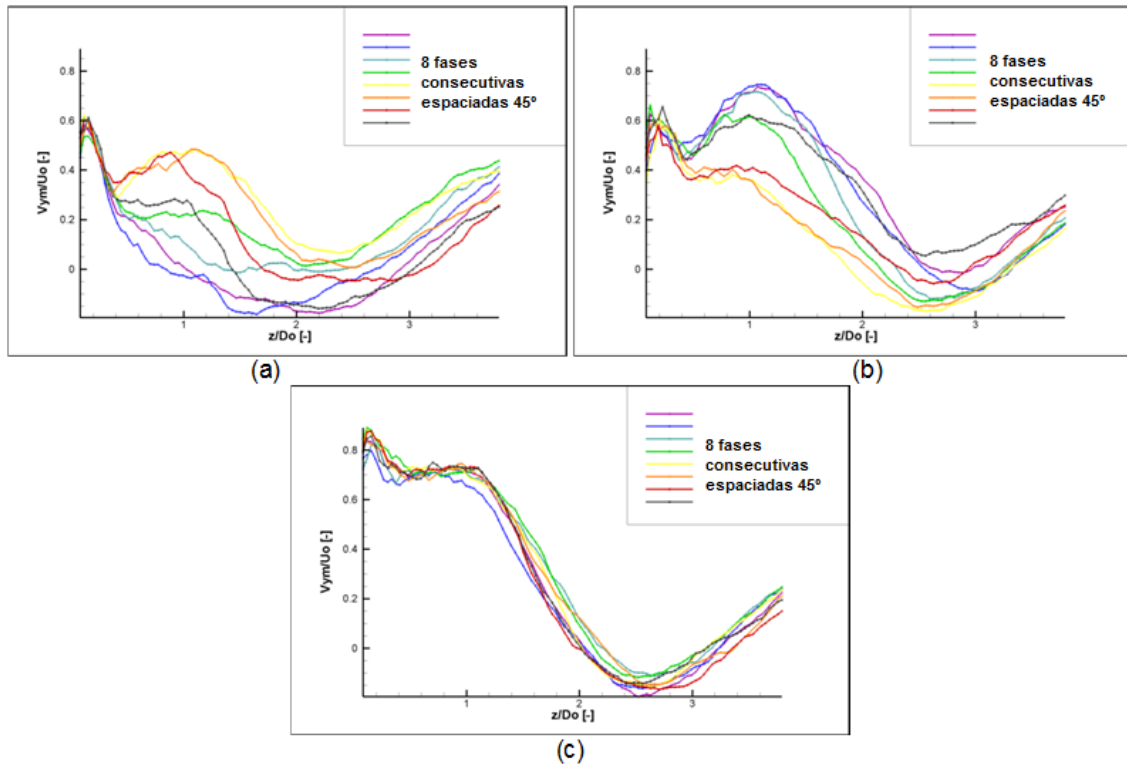


Figura 6.51: Perfiles axiales de velocidad axial para tres posiciones radiales y las 8 fases de la figura 6.48.

($S=0.51$; $Re_D=13000$; $\Phi_0=1.5$). (a) $r/D_0=-0.35$; (b) $r/D_0=+0.35$; (c) $r/D_0=0$.

Al igual que para la llama LSB, la zona de recirculación está girando alrededor del eje del quemador. En la figura 6.52, unas flechas negras marcan la posición de la línea de velocidad nula a la derecha de la imagen, a una altura aproximada de $2.25 D_0$. Esta zona se está moviendo de derecha a izquierda y el ancho de la zona va cambiando ((f) y (g) más cerca del margen exterior de la zona de medida (a) o (b)). Su tamaño y forma van cambiando con el tiempo aunque las variaciones son de poca amplitud.

Las mismas observaciones se pueden hacer con la reconstrucción temporal del corte a $z/D_0 = 1$, presentado en la figura 6.53. En las distintas fases, la zona de mas baja velocidad no está centrada en el eje del quemador, y revela una vez mas una asimetría en el flujo. No obstante, la recirculación no parece precesionar alrededor del eje, como en el caso de la llama LSB.

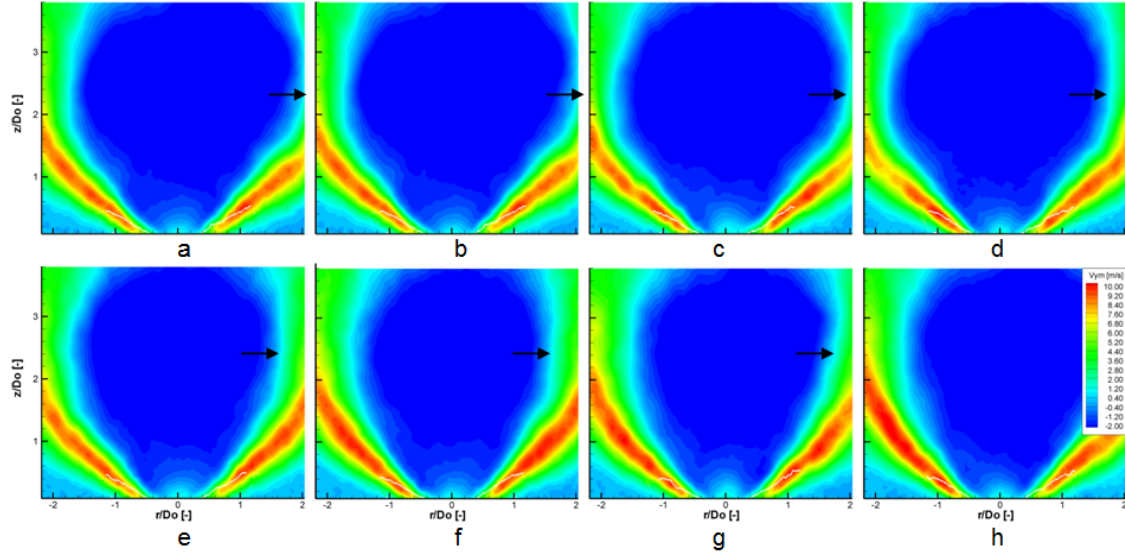


Figura 6.52: Evolución temporal del HSB: 8 fases en el plano $r2/D_0=0$.
($S=0.56$; $Re_D=13500$; $\Phi_0=2$) De a) a h): 8 fases espaciadas de $\pi/4$.

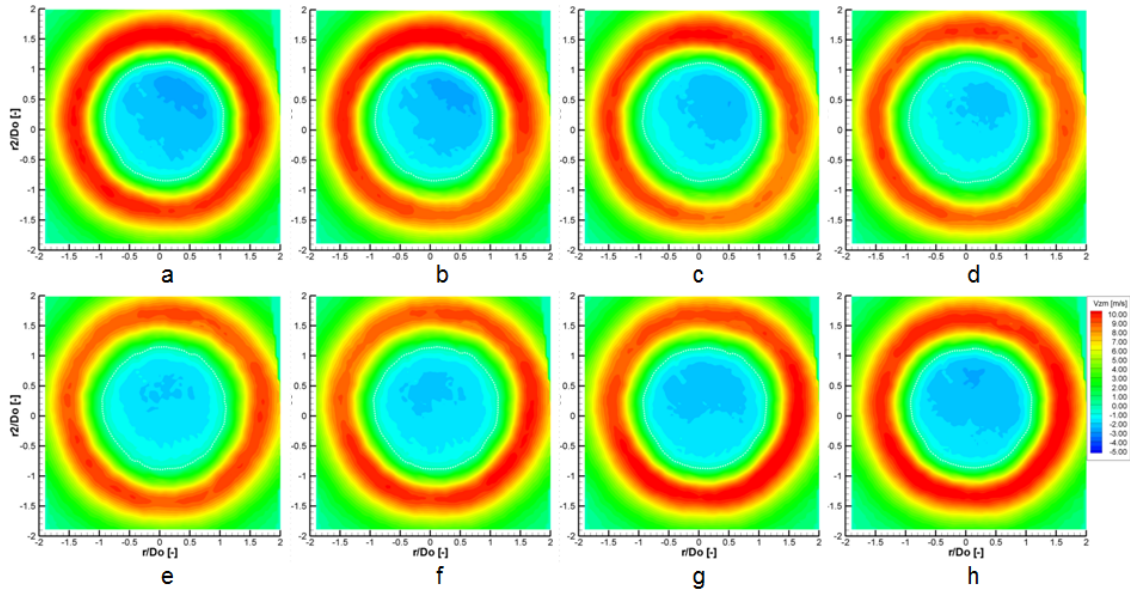


Figura 6.53: Evolución temporal del HSB: 8 fases en el plano $z/D_0=1$.
($S=0.56$; $Re_D=13500$; $\Phi_0=2$) De a) a h): 8 fases espaciadas $\pi/4$.

En adición a estos resultados, se presenta también la evolución temporal a una altura $z/D_0=3$. El comportamiento del flujo a esta altura es muy similar al de la llama LSB, a

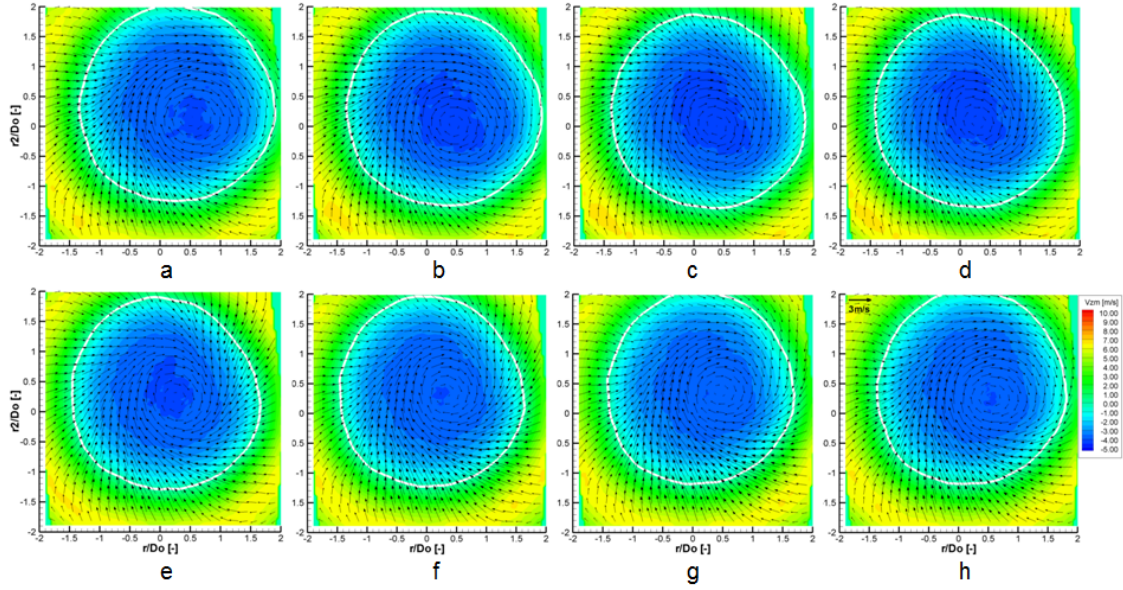


Figura 6.54: Evolución temporal del HSB: 8 fases en el plano $z/D_0=3$.
 $(S=0.56 ; Re_D=13500 ; \Phi_0=2)$ De a) a h): 8 fases espaciadas $\pi/4$.

la diferencia que el vórtice parece precesionar dentro de la zona de recirculación, y no en su periferia. La amplitud de su desplazamiento ($\sim 5\text{mm}$) es también notablemente más reducida que el caso LSB ($\sim 15\text{mm}$).

Espectros de descomposición

Para apreciar la importancia de la contribución de cada modo de POD en las configuraciones estudiadas en los apartados anteriores, se muestra en la figura 6.55 dichas contribuciones. Se han normalizados con la energía total del flujo, de manera que la suma de contribuciones sea 1. Se observa en esta gráfica que la configuración “high swirl” ($S \approx 0.64$) en flujo isoterma (gráfica *d*) presenta unas estructuras con una energía relativa importante: los modos 2 y 3 son muy energéticos en comparación de los siguientes.

Tal demarcación de los primeros modos no se aprecia tanto para los otros casos, sugiriendo que las estructuras descritas en los apartados anteriores participan menos a la energía cinética turbulenta. Esto significa que la turbulencia propiamente dicha es más importante relativamente en estas configuraciones.

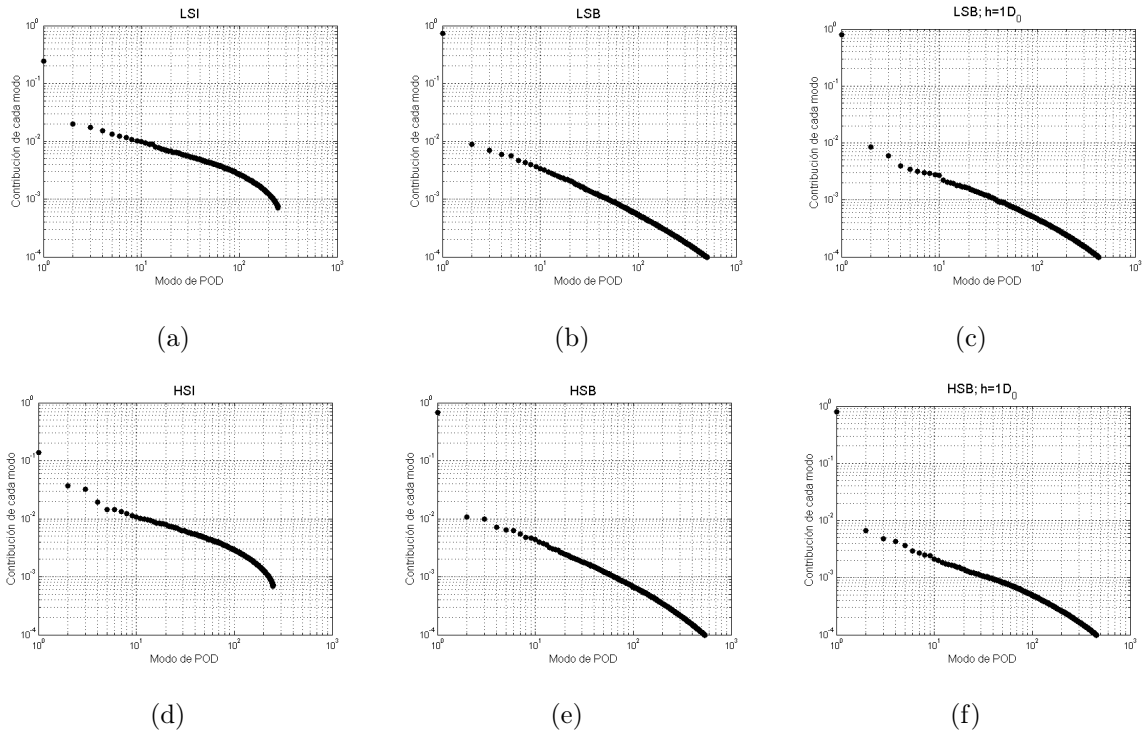


Figura 6.55: Espectros de descomposición por POD.

Las gráficas muestran la contribución de cada modo a la energía total del flujo. De izquierda a derecha: Isotermo; Reactivo (plano meridiano); Reactivo (plano cenital a $z/D_0=1$) De arriba abajo: Configuración “low swirl” y configuración “high swirl”

Esto no quita validez al análisis presentado, sólo que la reconstrucción temporal usando sólo los tres primeros modos de POD no rinde cuenta de la turbulencia propiamente dicha.

6.5. ESTIMACIÓN DEL ERROR DE MEDIDA

La estimación del error de medida es imprescindible en el marco de resultados experimentales. Es muy relevante a la hora de fijar un intervalo de confianza sobre la medida, y también a la hora de comparar con resultados de simulación numérica. En este apartado se presentan las estimaciones del error de medida, tanto sobre el valor medio como sobre las fluctuaciones de la velocidad. En los apartados anteriores se han identificado al menos dos bías en la medida: el error de peak-locking y el bías de las cámaras ([16]). Adicionalmente se ha de considerar también el error debido a la resolución sub-pixel ([18]).

Para llevar a cabo los cálculos de incertidumbre sobre la velocidad real V_R , se ha decidido descomponer cada componente en varios términos, reflejados en la expresión 6.8:

$$V_R^n = V_M^n + \Delta V + PL(V_M^n) + \varepsilon^n \quad (6.8)$$

donde V_M^n es la velocidad medida con S-PIV para la realización n ; ΔV es el bías medio de las cámaras; PL es el bías debido al error de peak locking, ambos considerados según lo visto en el capítulo 5 (sección 5.2), y que dependen respectivamente de su localización sobre el CCD y de la medida realizada V_M^n . ε^n es un error aleatorio adicional para incluir otras fuentes de error como el de interpolación sub-pixel. A falta de información más detallada, se ha supuesto que responde a una distribución estadística que concuerde a priori con una ley normal. Bajo estas suposiciones, PL y ε son proporcionales al tiempo entre exposiciones Δt , con lo cual se pueden tratar en un mismo término.

Aquí se hace una distinción entre la media de conjunto, notada μ ; y su estimador, la media “muestreal” sobre un muestreo del conjunto con N realizaciones, notada $\langle x \rangle_N$. De la misma manera, se distinguen la varianza σ^2 de su estimador s_N . Las expresiones de los estimadores se dan a continuación.

$$\begin{aligned} \langle x \rangle_N &= \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{n=N} x^{(n)} \\ s_N(x) &= \frac{1}{N} \sum_{n=1}^{n=N} (x^{(n)} - \langle x \rangle_N)^2 \end{aligned} \quad (6.9)$$

6.5.1. Error de estimación de la media

Usando las hipótesis definidas en el apartado anterior y dado que la media siendo un operador distributivo, se tiene:

$$\mu(V_R) = \mu(V_M) + \mu(\Delta V) + \mu(PL) + \mu(\varepsilon) \quad (6.10)$$

y observando que:

$$\begin{aligned} \mu(x) &= \langle x \rangle_N \pm \frac{\sigma(x)}{\sqrt{N}} \\ \sigma^2(x) &= s_N(x) \pm \frac{\sigma(s_N(x))}{\sqrt{N}} \end{aligned} \quad (6.11)$$

se obtiene:

$$\begin{aligned} \mu(V_R) &= \langle V_M \rangle_N + \langle \Delta V \rangle_N + \langle PL \rangle_N + \langle \varepsilon \rangle_N \\ &\pm \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{s_N(V_M) + s_N(\Delta V) + s_N(PL) + s_N(\varepsilon)} \end{aligned} \quad (6.12)$$

Además, como se ha realizado la medida con una estrategia de $3 \Delta t$, la expresión, en velocidad, del bias medio de las cámaras es:

$$\langle \Delta V \rangle_N = \frac{M \cdot D}{N_{\Delta t_1} + N_{\Delta t_2} + N_{\Delta t_3}} \left(\frac{N_{\Delta t_1}}{\Delta t_1} + \frac{N_{\Delta t_2}}{\Delta t_2} + \frac{N_{\Delta t_3}}{\Delta t_3} \right) \quad (6.13)$$

donde D es el bias en píxeles y M la magnificación de las cámaras en cada punto de la imagen; y $N_{\Delta t_i}$ el numero de realizaciones para cada Δt_i .

Aunque se haya corregido la medida, las decisiones arbitrarias tomadas en zonas donde la variabilidad de la turbulencia no permite obtener una corrección del error, hacen razonable incluir la corrección dentro de la estimación del error, como:

$$s_N(\Delta V) = \pm \frac{\sum_{i=1}^3 N_{\Delta t_i} \left(\langle V_M \rangle_{N_{\Delta t_i}} - \frac{M \Delta}{\Delta t_i} - \langle V_M \rangle_N + \Delta V \right)^2}{\sum_{i=1}^3 N_{\Delta t_i}} \quad (6.14)$$

Por otro lado, la estimación del bias debido al peak-locking en cada punto determinada en el capítulo 5 sirve para considerar la magnitud del error, pero sería aventurado usarla para corregir la medida. Para los tres Δt empleados, se considera que el error de este tipo

se puede acotar por su contribución máxima:

$$\begin{aligned}\mu(PL) &= 0 \pm \sqrt{s_N(PL)} \\ \sqrt{s_N(PL)} &= MA_{PL} \sqrt{\frac{N_{\Delta t_1} \left(\frac{1}{\Delta t_1}\right)^2 + N_{\Delta t_2} \left(\frac{1}{\Delta t_2}\right)^2 + N_{\Delta t_3} \left(\frac{1}{\Delta t_3}\right)^2}{N_{\Delta t_1} + N_{\Delta t_2} + N_{\Delta t_3}}}\end{aligned}\quad (6.15)$$

que, como se ha comentado, incluirá los errores ε de otras fuentes, tradicionalmente más pequeños en PIV.

Con lo cual queda al final:

$$\begin{aligned}\mu(V_R) &= \langle V_M \rangle_N + \langle \Delta V \rangle_N \\ &\pm \frac{1}{\sqrt{N}} \sqrt{s_N(\Delta V) + s_N(V_M) + s_N(PL)}\end{aligned}\quad (6.16)$$

Utilizando la expresión 6.16, se ha computado los niveles de error para las tres componentes de la velocidad en el caso del quemador LSB descrito en sección anterior.

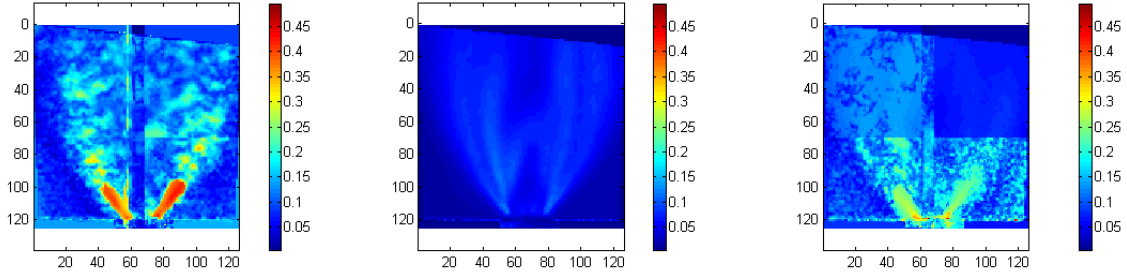


Figura 6.56: Errores sobre la media real, en m/s.

De izquierda a derecha: velocidad radial, axial y tangencial para el caso correspondiendo a un quemador LSB.

La estimación de D es delicada en la zonas de alta turbulencia. Por eso, la incertidumbre de su estimación es muy importante, llevando a valores de casi un 8 %. En cambio, en otras zonas, la precisión de la medida es muy buena, del orden de un 3 %. Esto se observa particularmente en la componente axial de la figura 6.56, donde no hay bias de medida.

6.5.2. Desviación típica (RMS)

El mismo desarrollo se ha llevado a cabo para la desviación típica de la medida, relacionada con el cálculo de energía cinética turbulenta:

$$\sigma^2(V_R) = s_N(V_R) + \pm \frac{\sigma(s_N(V_R))}{\sqrt{N}} \quad (6.17)$$

Según su definición en el apartado anterior, el estimador de la varianza se escribe como:

$$s_N(V_R) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (V_M^n + \Delta V + PL(V_M^n) + \varepsilon^n - \langle V_M \rangle_N - \Delta V - PL(\langle V_M \rangle_N) - \langle \varepsilon \rangle_N)^2 \quad (6.18)$$

Desarrollando, se llega a:

$$s_N(V_R) = s_N(V_M) + s_N(PL) + s_N(\varepsilon) + 2(cov(V', PL(V')) + cov(\varepsilon, V') + cov(\varepsilon, PL(V'))) \quad (6.19)$$

con $V' = V_M - \langle V_M \rangle_N$

A priori, como la velocidad medida y el error aleatorio no están correlacionados, la covarianza de estos términos son nulos. En cambio, el peak-locking es una función de la velocidad medida, y este término de covarianza no es nulo. Asumiendo una distribución normal para la velocidad, se puede expresar la covarianza como:

$$\begin{aligned} cov(V', PL(V')) &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{V'^2}{2\sigma^2}} V' PL(V') dV' \\ s_N(PL) = cov(PL(V'), PL(V')) &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} e^{-\frac{V'^2}{2\sigma^2}} PL^2(V') dV' \end{aligned} \quad (6.20)$$

Integrando las expresiones de 6.20, se llega a:

$$\begin{aligned} cov(V', PL(V')) &= A_{PL} \pi s_N(V_M) \cos(\alpha) e^{-\frac{\pi^2 \Delta t^2 s_N(V_M)}{2M^2}} \\ s_N(PL) &= \frac{M^2 A_{PL}^2}{2\Delta t^2} \left(1 + e^{-\frac{2\pi^2 \Delta t^2 s_N(V_M)}{M^2}} (\sin(\alpha) - \cos(\alpha)) \right) \end{aligned} \quad (6.21)$$

donde α es:

$$\alpha = \frac{\pi \Delta t < V_M >_N}{M} \quad (6.22)$$

Por otra parte, la varianza debida al error aleatorio ε se calculó de la misma manera que la del peak-locking (apartado anterior), ya que también es proporcional al tiempo Δt entre dos exposiciones.

$$\sqrt{s_N(\varepsilon)} = M \varepsilon_{subpixel} \sqrt{\frac{N_{\Delta t_1} \left(\frac{1}{\Delta t_1}\right)^2 + N_{\Delta t_2} \left(\frac{1}{\Delta t_2}\right)^2 + N_{\Delta t_3} \left(\frac{1}{\Delta t_3}\right)^2}{N_{\Delta t_1} + N_{\Delta t_2} + N_{\Delta t_3}}} \quad (6.23)$$

En cuanto al error de estimación del término de fluctuaciones, asumiendo que tiene una distribución que responde a:

$$\sigma^2(s_N(V_R)) = \frac{1}{N} \left[N - 1 - \frac{2\Gamma(N/2)}{\Gamma((N-1)/2)} \right] (s_N(V_R))^2 \quad (6.24)$$

Observando de que cuando N tiende a infinito, el termino entre corchetes de 6.24 tiende a $\frac{1}{2N}$, se tiene:

$$\sigma(s_N(V_R)) = \frac{1}{\sqrt{2N}} s_N(V_R) \quad (6.25)$$

Resumiendo, se llega a:

$$\begin{aligned} \sigma^2(V_R) &= s_N(V_M) + s_N(\varepsilon) + s_N(PL) + 2A_{PL}\pi s_N(V_M) \cos(\alpha) e^{-\frac{\pi^2 \Delta t^2 s_N(V_M)}{2M^2}} \\ &\pm \frac{1}{\sqrt{N}} \left(\sqrt{s_N(V_M)s_N(\varepsilon)} + \sqrt{s_N(PL)s_N(\varepsilon)} + \frac{1}{\sqrt{2N}} (s_N(V_M) + s_N(\varepsilon) + s_N(PL)) \right) \end{aligned} \quad (6.26)$$

El mapa de errores sobre la desviación estándar se presentan en la figura 6.57.

6.5.3. Términos cruzados

Pese a no haber profundizado en los términos cruzados de las perturbaciones de la velocidad media a lo largo del capítulo 6, estos pueden ser relevantes. Si se observan discrepancias en fenómenos como la cantidad de disipación turbulenta, entre la base de datos generada y resultados de calculo numérico, los términos cruzados pueden aportar indicaciones sobre las causas de dichas discrepancias.

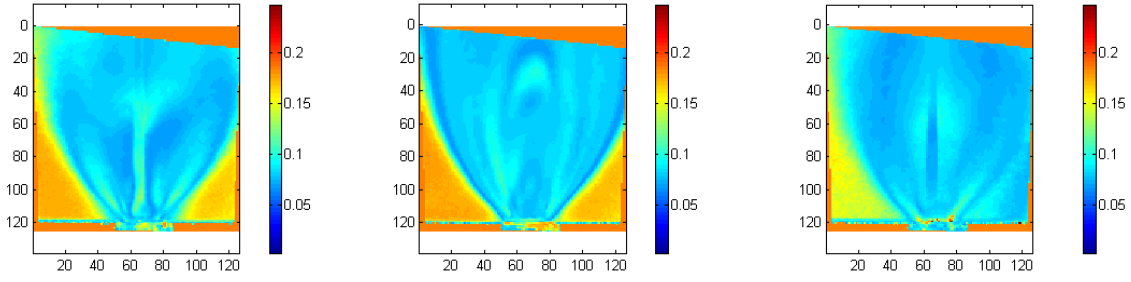


Figura 6.57: Errores sobre las fluctuaciones, en m/s.

De izquierda a derecha: velocidad radial, axial y tangencial para el caso correspondiendo a un quemador LSB.

La estimación del error para estos términos, siguiendo un desarrollo similar a los casos anteriores, es:

$$\begin{aligned} cov(V_{R_i}, V_{R_j}) = cov(V'_{M_i}, V'_{M_j}) + cov(PL_i, PL_j) + cov(V'_{M_j}, PL_i) + cov(V'_{M_i}, PL_j) \\ \pm \left(\frac{1}{2N} cov(V_{M_i}, V_{M_j}) \right) \end{aligned} \quad (6.27)$$

Desarrollando la expresión con las establecidas anteriormente, y añadiendo que la covarianza entre el peak-locking de dos componentes es despreciable respecto a los demás, obtenemos la expresión 6.28 para el caso en que fuese necesaria.

$$\begin{aligned} cov(V_{R_i}, V_{R_j}) = W cov(V'_{M_i}, V'_{M_j}) \pm \left(\frac{1}{2N} cov(V_{M_i}, V_{M_j}) \right) \\ W = 1 + \pi A_{PL} \sqrt{s_N(V_{M_i}) s_N(V_{M_j})} \left(\cos(\alpha_i) e^{-\frac{\pi \Delta t s_N(V_{M_i})}{2M^2}} + \cos(\alpha_j) e^{-\frac{\pi \Delta t s_N(V_{M_j})}{2M^2}} \right) \end{aligned} \quad (6.28)$$

Bibliografía

- [1] CHENG R. K., 1998, *Velocity and scalar characteristics of premixed turbulent flames stabilized by weak swirl*. Combust. Flame, 101, 1-14.
- [2] CHENG R. K., YEGIAN D. T., MIYASATO M. M., SAMUELSEN G. S., PELIZZARI R., LOFTUS P., and BENSON C., 2000, *Scaling and development of low-swirl burners for low-emission furnaces and boilers*. Proc. Combust. Inst., 28, 1305-1313.
- [3] BIRCH S. F., KHRITOV K. M., MASLOV V. P., MIRONOV A. K., and SECUNDOV A. N., 2005, *An Experimental Study of Flow Asymmetry in Co-axial Jets*. 11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (26th AIAA Aeroacoustics Conference), Monterey, California.
- [4] SYRED N., *A review of oscillation mechanisms and the role of the precessing vortex core (PVC) in swirl combustion systems*, 2006, Progress in Energy and Combustion Science, 32, pp 93-161. Unsteady Flow
- [5] GUPTA A. K., LILLEY D. G. and SYRED N., 1984, *Swirl flows*, pp 4-5, ABA-CUS press, ISBN 0-85626-175-0.
- [6] LUCCA-NEGRO O. and O'DOHERTY T., 2001, *Vortex breakdown: a review*, Progress in Energy and Combustion Science, 7, pp 431-481.

-
- [7] CHENG R. K. and LITTLEJOHN D., 2008, *Laboratory Studies of the Flow Field Characteristics of Low Swirl Injectors for Adaptation to Fuel-Flexible Turbines*, Journal of Eng. for Gas Turbines and Power, Vol. 130 / 021501.
- [8] HOWE M. S., 2002, *The theory of Vortex Sound*, Cambridge University Press, ISBN-13: 9780521012232.
- [9] WALL T. F., 1987, *The combustion of coal as pulverized fuel through Swirl Burners*, Chapter 3, in Principles of combustion engineering for boilers, C.J. Editor, Academic Press.
- [10] KOSTAS J., SORIA J., and CHONG M. S.; 2005, *A comparison between snapshot POD analysis of PIV velocity and vorticity data*, Experiment in Fluids Vol 38 : pp 146-160.
- [11] CALA C.E., FERNANDES E.C., HEITOR M. V. and SHTORK S.I.; 2006, *A Coherent structures in unsteady swirling jet flow*, Experiment in Fluids Vol 40 : pp 267-276.
- [12] WILLERT C.; 1997, *Stereoscopic digital image particle velocimetry for application in wind tunnel flows*, Meas. Sci. Technol. 8: pp 1465-1479.
- [13] RAFFEL M., WILLERT C.E., KOMPENHANS J., 2000, *Particle Image Velocimetry*, ed, Sringer, ISBN XXXX.
- [14] WIENEKE B., 2003, *Stereo-PIV using self-calibration on particle images*, 5th International Symposium on Particle Image Velocimetry, Busan, Korea, September 2003, Paper 3106.
- [15] NAURI S., NOGUEIRA J.I., LECUONA A., LEGRAND M. and RODRÍGUEZ P.A.; 2008, *Limits and accuracy of the Stereo LFC-PIV Technique and its application to flows of industrial interest*, Experiment in Fluids, to be published (Special Issue).

-
- [16] NOGUEIRA J., LECUONA A., NAURI S., LEGRAND M., RODRÍGUEZ P.A., 2008, *Multiple Δt strategy for PIV error correction in a hot propulsive jet facility*, to be published in Measurement Science and Technology.
- [17] SYRED N., *A review of oscillation mechanisms and the role of the precessing vortex core (PVC) in swirl combustion systems*, 2006, Progress in Energy and Combustion Science, 32, pp 93-161. Unsteady Flow
- [18] NOGUEIRA J., LECUONA A., RODRÍGUEZ P.A., 2001, *Identification of a new source of peak locking, analysis and its removal in conventional and super-resolution PIV techniques*, Exp. Fluids, 30, pp 309-316.

CONCLUSIONES Y TRABAJOS FUTUROS

CONCLUSIONES GENERALES

Motivación

Motivado por el estado del arte de la tecnología de quemadores LPP estabilizados por giro y la tecnología emergente de “Low Swirl Burners”, que ofrecen una alternativa a los inyectores tradicionales “High Swirl Burner”, se ha abordado un estudio de los mismos con técnicas de medida avanzadas.

Puesta en marcha de un sistema de Estéreo-PIV en flujos reactivos

Gracias al estudio de las distintas variantes de PIV, se ha adquirido la capacidad necesaria para seleccionar, entre las distintas técnicas avanzadas, la que se ha considerado más idónea para la realización del núcleo principal de esta Tesis doctoral. Teniendo en cuenta el balance entre complejidad y calidad de resultados, se ha seleccionado como configuración de medida la PIV estereoscópico en lugar de PIV bidimensional o PIV tomográfico. En cuanto al algoritmo de análisis de imágenes, el equilibrio entre exactitud y tiempo de cálculo ha motivado el uso de técnicas de PIV-Multigrid en lugar de LFC-PIV o PIV no iterativo.

Gracias a la experiencia adquirida en un proyecto europeo (CoJeN) sobre medidas

de chorros calientes propulsivos y los conocimientos transmitidos por el grupo de investigación sobre detalles de PIV y manejo de instalaciones de medida de flujos, el doctorando ha podido diseñar, poner en marcha y operar satisfactoriamente una instalación experimental de medida de Estéreo-PIV en flujos reactivos. En particular, se diseñó un sembrador de partículas de dióxido de titanio adaptado a las exigencias del experimento y del sistema de medida que ha funcionado con éxito.

Diseño de un quemador LSB

Con esta Tesis doctoral se ha proporcionado al laboratorio del grupo de investigación de capacidad para el estudio de la tecnología emergente de los “Low Swirl Burner”. En particular se ha diseñado un quemador genérico, original y singular, que puede operar en condiciones de “Low-Swirl” o “High-Swirl” sin modificaciones geométricas. Este quemador presenta una configuración de llama levantada que permite un buen acceso óptico a la zona de interés para la realización de medidas detalladas. Adicionalmente, su gran flexibilidad permitió explorar, con relativa sencillez, los mapas de transición y estabilidad de este quemador.

Adicionalmente, se ha logrado una geometría sencilla en la que la ausencia de álabes permite un mallado numérico simple, facilitando el uso de los datos medidos para la validación de códigos numéricos.

Dentro del ámbito de estudio de “Low Swirl Burner” el doctorando, por iniciativa propia, ha establecido contacto con el Lawrence Berkeley National Laboratory de California, donde se ubica uno de los equipos de investigación más punteros en este tema. El contacto ha fructificado en una estancia de 2 meses que abre las puertas a futuras colaboraciones. El trabajo de esta Tesis doctoral aporta una caracterización de los dos tipos de flujos (LSB/HSB) que aparecen a la salida del inyector, además del diagrama de estabilidad que establece un mapa de transición claro entre las dos topologías.

Diagrama de estabilidad y topología de los distintos regímenes

Se han obtenido diagramas de funcionamiento, tanto en caliente como en frío, para el quemador diseñado en esta Tesis. Estos diagramas indican las distintas topologías en función de los parámetros que gobiernan el problema, mostrando las zonas de cambio de configuración de “Low-Swirl” a “High-Swirl”. Esta aportación, para este quemador de mallado fácil para métodos numéricos, es original y se estima relevante para el estudio de transiciones en flujos sujetos al fenómeno de rotura de vórtice.

Adicionalmente, se ha aplicado con éxito la técnica de PIV estereoscópico para obtener la topología detallada del campo fluido en las dos configuraciones principales. Dichas caracterizaciones han permitido comparar las topologías de “Low-Swirl” y “High-Swirl” dependientes del momento angular del flujo de salida. La diferencia esencial se encuentra en el grado de apertura del flujo que condiciona el tamaño y la forma de la zona de recirculación. Dicha recirculación es débil en condiciones de “Low-Swirl”. Llega a ser inexistente en algunos regímenes, estabilizando la llama por reducción de velocidad en vez de por recirculación. Por el contrario, en condiciones de “High-Swirl” la recirculación es amplia e intensa.

Otra conclusión importante es que las llamas de tipo LSB producen menor ruido que las de tipo HSB. Fundamentalmente, la ausencia de estructuras vorticales coherentes importantes en LSB asegura una buena estabilidad. En el caso HSB, el vórtice de precesión y la doble hélice observados en la literatura y en el flujo frío, parecen afectar la estabilidad y participar en los mecanismos de apagado de llama en condiciones reactantes.

También se han estudiado las similitudes y diferencias entre condiciones isotermas y reactantes. Una de las diferencias más relevantes es la reducción en la coherencia y repetitividad de las estructuras vorticales en el flujo reactivo, pese a la similitud del flujo medio. En los quemadores donde este fenómeno predomine, es de esperar que sean menos vulnerables a inestabilidades de llama que se acoplen con el aporte de combustible y produzcan apagado. Otra información relevante en cuanto a la diferencia entre flujo isoterma y reactante es la relacionada con el cambio en el diagrama de estabilidad debido a la expansión que sufren los gases al atravesar el frente de llama. Es de esperar que si

se generase una llama presurizada, con el consiguiente precalentamiento y menor factor de expansión, su diagrama de estabilidad fuese intermedio entre el del flujo frío y el reactante atmosférico. Este aspecto puede guiar el pre-diseño de quemadores para llamas presurizadas sin haber tenido que ensayarlas, con las complicaciones asociadas.

Reducción de datos y postproceso: generación de la base de datos

Se ha generado una base de datos de las medidas detalladas del flujo en distintos regímenes. Para obtener medidas de calidad, además de la cuidadosa realización de las medidas se ha recurrido a técnicas de postproceso. Se ha aplicado, de forma sistemática, un tratamiento estadístico similar al criterio de Chauvenet a todas las medidas para rechazar datos sospechosos. Más allá de estas técnicas estadísticas, se han desarrollado herramientas adicionales de evaluación y reducción de errores particulares de PIV. En particular, el equipo de investigación en colaboración con el doctorando ha desarrollado métodos novedosos y originales en relación con los errores de peak locking y lectura del CCD de las cámaras. Estas herramientas han permitido mejorar las medidas y definir los resultados junto con su intervalo de confianza local. Dicho intervalo es especialmente relevante para la validación de métodos numéricos de simulación de flujos.

Estructuras coherentes

La estructura del flujo medio ha demostrado ser muy estable pese a la reducción de la coherencia y repetitividad de las estructuras vorticales para los casos con llama. No obstante, pese a contener una energía reducida, los modos coherentes son relevantes por indicar los fenómenos subyacentes a la topología del flujo. En la configuración de “Low Swirl Burner”, el movimiento circular del chorro axial central recuerda la precesión de núcleo de vórtice (PVC) en inyectores tradicionales, pero su esencia es diferente porque no precesiona. Adicionalmente, las estructuras observadas a tres diámetros de la salida sí que corresponden a la definición usual de PVC. Sin embargo su intensidad es muy limitada y tampoco parece afectar a la estabilidad de la llama, al desarrollarse lejos de la salida del inyector.

El algoritmo basado en POD, desarrollado en el capítulo 5, se constituye como una herramienta potente a la hora de tratar con estructuras coherentes. Su uso hace posible una reconstrucción bastante fiable de la evolución temporal. Esto permite entender aspectos de la dinámica del flujo que la simple estadística de flujo medio y perturbaciones turbulentas no proporciona. Su aplicación no está limitada al estudio de quemadores con Estéreo-PIV, sino que se puede extender al estudio de otros fenómenos no-estacionarios que presenten periodicidad.

TRABAJOS FUTUROS

Esta Tesis Doctoral abre puertas a futuras investigaciones. Algunas de las líneas que se plantean continuar en el grupo de investigación son las siguientes:

En primer lugar, en continuación directa de esta Tesis, se desean caracterizar configuraciones intermedias de funcionamiento del quemador para definir herramientas de diagnóstico que permitan predecir perturbaciones en el funcionamiento estable de estos dispositivos. En particular, se quiere profundizar en los mecanismos que engendran las transiciones de una topología a otra.

Dado que no sólo se tiene la base de datos del campo fluido obtenido, sino también la de las imágenes obtenidas, se pueden procesar las mismas con otros algoritmos avanzados. Pese a su necesidad de gran tiempo de cálculo, se prevé utilizar algoritmos de alta resolución espacial, como el LFC-SPIV, para analizar el flujo cerca del frente de llama, obteniendo detalles que permitan profundizar en la dinámica de la combustión en el ámbito de los “Low Swirl Burners”.

Uno de los proyectos de investigación en los que se encuadra esta Tesis doctoral incluye colaboración con la Universidad de Zaragoza. En este marco, el grupo de investigación de dicha Universidad ha expresado su interés en llevar a cabo comparaciones extensas de los resultados experimentales de este trabajo con simulaciones numéricas RANS realizadas por ellos, para la validación de las mismas.

En el marco de esta cooperación entre grupos de investigación de las dos universidades, está previsto también estudiar la viabilidad de una campaña de medidas en un quemador de carbón estabilizado por giro de 500 kW, en los laboratorios de la universidad de Zaragoza. Mientras tanto, se está fabricando en la Carlos III un modelo a escala $\frac{1}{2}$ de este quemador donde se realizarán mediciones previas en flujo no reactivo.

Otro aspecto fundamental de la tecnología “Low Swirl Burners” que se desea desarrollar es caracterizar la influencia que pueda tener el confinamiento y/o presurización de la llama. Por un lado, el confinamiento es necesario para llevar a cabo medidas de emisiones de NO_x ; y por otro lado, dicho confinamiento marcaría una etapa adicional en el estudio de la viabilidad de estos sistemas en cámaras de combustión de turbina de gas. Uno de

los parámetros más importantes a caracterizar en este caso es su efecto sobre la extensión y los límites de las zonas de estabilidad.

El quemador diseñado ofrece la posibilidad de cambiar el dosado en el anillo exterior independientemente del dosado del chorro interno. Esta flexibilidad permite explorar nuevos aspectos en cuanto a variación de carga del quemador. La topología del flujo LSB presenta un anillo de baja velocidad que podría estabilizar una llama con un dosado no uniforme a la salida del inyector. Esto permitiría variar la carga sin cambiar el gasto másico que atraviesa el quemador, presentando una alternativa a los métodos actuales de variación de carga en turbinas de gas en planta fija que giran a régimen constante para producción de electricidad. Esta posibilidad ha de explorarse, caracterizando los límites de funcionamiento de dicho sistema.

También es interesante estudiar el comportamiento del quemador con otros combustibles, en particular con los de bajo poder calorífico, para aplicaciones con SynGas o biomasa gasificada. Este último aspecto podría llevar al desarrollo de un quemador flexible en términos de combustible, objetivo buscado por varios equipos de investigación para reducir las limitaciones de muchos de los quemadores actuales que requieren un combustible en concreto.

R. Cheng y el equipo del Lawrence Berkeley National Laboratory han expresado repetidamente su interés en la técnica de reconstrucción temporal elaborada en esta Tesis, y se está estudiando la posibilidad de aplicar dicha técnica a datos de PIV adquiridos en un quemador HSB tradicional. Esta línea de trabajo abre una nueva colaboración con una institución de renombre y prestigio internacional

Lista de Figuras

1.1. Repartición de la cobertura de la demanda en electricidad de la península española.	18
1.2. Turbina de gas: aeronáutica e industrial para producción de electricidad. .	19
1.3. Turbina de gas: Esquema y ciclo en diagrama $T-s$ para varias relaciones de compresión.	20
1.4. Esquema de una cámara de combustión, con los flujos principales.	22
1.5. Temperatura de llama e índice de emisiones de contaminantes.	28
1.6. Emisiones de NO_x en llamas de difusión y premezcla.	32
1.7. Ejemplo de turbina de gas con quemador de silo.	33
1.8. Emisiones de NO_x con inyección de agua, de [15].	36
1.9. Estabilización de una llama de premezcla detrás de cuerpos macizos: fotos	41
1.10. Estabilización de una llama de premezcla: otros métodos	42
1.11. Detalle del escalón de álabes (1-D).	45
1.12. Generador de swirl mixto [23].	45
1.13. Topología [18]: Perfiles radiales de presión, velocidad axial y tangencial en una rotura en burbuja.	49
1.14. Rotura de vórtice en burbuja ([20], [21] y [22]).	50
1.15. Diagrama de modos de rotura de vórtice [25].	50
1.16. Efecto de la concentración de la vorticidad en la rotura de vórtice	51
1.17. Ejemplos de rotura de vórtice.	52

1.18. Planos del swirler de álabes.	55
1.19. Llamas obtenidas con el quemador de tipo “High Swirl” descrito en esta sección.	56
1.20. Planos del swirler tangencial.	59
3.1. Diferentes técnicas de velocimetría ópticas [1].	73
3.2. Montaje experimental para PIV-2D-2C	75
3.3. Esquema de estimación de los desplazamientos con el método de interro- gación por fringes de Young.	77
3.4. Ejemplo de auto-correlación en una imagen doblemente expuesta.	78
3.5. Correlación cruzada para una ventana de interrogación	80
3.6. Error debido a la tercera componente de la velocidad	81
3.7. Línea de tiempos de las dos cabezas láseres	82
3.8. Tasa de pérdida de partículas por desplazamiento perpendicular, F_O	84
3.9. Pérdida de partículas dentro del plano cuando aumenta Δt	84
3.10. Desplazamiento del pico de correlación.	85
3.11. Probabilidad de detectar el pico de correlación	86
3.12. Trayectoria del fluido y de la partícula	87
3.13. Ejemplo de muestreo de una frecuencia pura y uno de sus armónicos.	88
3.14. Ejemplo de procesamiento de PIV sin recubrimiento de ventanas de interrogación.	90
3.15. Respuesta en amplitud de una media móvil con ventanas de $F=63$ píxeles	91
3.16. Diferencia de evaluación de desplazamientos entre el ajuste gaussiano y parabólico.	93
3.17. Efecto del truncamiento de las partículas en la correlación.	94
3.18. Ejemplo de gradiente de velocidad importante en la punta de una placa plana.	96
3.19. Diagrama de fuerzas sobre una partícula trazadora.	97
3.20. Amplitud y fase de la respuesta	99
3.21. Ejemplos de bias en la correlación con gradientes de densidad de sembrado.	101
3.22. Esquema de un sensor CCD	102

3.23. Esquema de un sensor CCD.	103
3.24. Tobera coplanar en el proyecto “CoJeN” y zona medida.	105
3.25. Error de la cámara debido a iluminación.	105
3.26. Mejora de la SNR con el uso de la correlación de segundo orden	107
3.27. Diagrama de flujo	108
3.28. Mejora de la calidad del pico de correlación con el uso de la deformación de imagen en un flujo con cortadura	109
3.29. Función de ponderación y respuesta en frecuencia.	111
3.30. Superposición de las dos vistas corregidas	113
3.31. Dos configuraciones de estéreo PIV	114
3.32. Configuración estereoscópica	115
3.33. Diferentes tipos de inyectores LASKIN	116
3.34. Distribución de tamaño de partículas	117
3.35. Generadores Laskin y sembrado	118
3.36. Configuración experimental	119
3.37. Imágenes del láser y del plano	120
3.38. Ajuste de los perfiles de intensidad luminosa	120
3.39. Magnificación de la cámara	121
3.40. Perfiles del plano láser	123
4.1. Dos tipos de toberas ensayadas.	135
4.2. Instalación experimental.	136
4.3. Interior de la cámara anecoica.	137
4.4. Equipo de medida: Fuente de luz, sincronización y adquisición de datos. . .	138
4.5. Disposición de las cámaras.	139
4.6. Integración del equipo en la pasarela de medida del NTF.	140
4.7. Generación de sembrado.	141
4.8. Realización de medidas simultaneas.	142
4.9. Campo de velocidad axial media en una pluma (tobera en configuración “short-cowl”).	143

4.10. Ejemplo de quemador “Low Swirl” disponible en el LBNL.	146
4.11. Ejemplo de medidas realizadas en el LBNL.	147
5.1. Espectro espacial bidimensional de enstrofia.	154
5.2. Ejemplo de filtrado de imagen.	155
5.3. Estimación de la posición del frente de llama.	158
5.4. Distribuciones de velocidad axial.	158
5.5. Algoritmo de post-proceso estadístico.	160
5.6. Error relativo de estimación de la desviación típica con una sola distribución gaussiana	162
5.7. Variación de la estimación de la media con diferentes relaciones de dispersión.	163
5.8. Errores de estimación de μ con diferentes relaciones de dispersión (r_{σ_A} y r_{σ_B}).	164
5.9. Errores de estimación de σ con diferentes relaciones de dispersión (r_{σ_A} y r_{σ_B}).	165
5.10. Histograma de desplazamientos.	166
5.11. Comportamiento del peak-locking para $2 \Delta t$	167
5.12. Estimación del bias de medida debido al peak-locking a partir de dos Δt [6].	168
5.13. Estimación del bias de medida debido al peak-locking a partir de los datos del capítulo 6. En este caso, la amplitud del peak locking es de 0.04 píxeles.	168
5.14. Estimación del bias de medida debido al read-out de las cámaras [6].	171
5.15. Ejemplo de corrección del error inducido por el “read-out” de las cámaras [6].	172
5.16. Esquema del algoritmo empleado para la descomposición en fases aleatorias.	176
5.17. Calle de KARMAN simulada.	177
5.18. Calle de KARMAN reconstruida.	178
5.19. Calle de KARMAN simulada.	179
5.20. Calle de KARMAN reconstruida.	180
5.21. Calle de vórtices medida en [7].	180
5.22. Calle de torbellinos reconstruida a partir de las medidas efectuadas en [7].	181
5.23. Espectro espacial de turbulencia “k3D”obtenido a partir de los datos de S-PIV.	186

5.24. Tres primeros modos de POD.	192
5.25. Importancia relativa acumulada de cada modo.	193
5.26. Secuencia de los $\chi_i^{(k)}$	193
5.27. 12 fases promediadas.	194
6.1. Diseño original del quemador.	204
6.2. Llamas obtenidas con distintas toberas.	205
6.3. Toberas intercambiables.	205
6.4. Llamas obtenidas con distintas toberas.	206
6.5. Posición aproximada del punto de remanso.	207
6.6. Esquema del swirler con entradas tangenciales.	208
6.7. Detalle del sistema de centrado y de las entradas al conducto anular.	209
6.8. Instalación experimental.	210
6.9. Dependencia del número de swirl S con la apertura de la válvula	212
6.10. Espectros acústicos para $S \sim 0.63$	214
6.11. Frecuencias e intensidades de los picos para $S \sim 0.63$	216
6.12. Espectros acústicos para $Re \sim 15000$	217
6.13. Mapa de inestabilidad acústica	218
6.14. Semi ángulo de apertura del chorro para varios S y Re_D	221
6.15. Perfiles de velocidad axial normalizada V_z/U_0 en el eje del quemador.	222
6.16. Mapa de transición para el flujo frío isoterma	224
6.17. Esquema del arrollamiento de vórtices a la salida de la tobera para flujos de tipo II	225
6.18. Esquema del arrollamiento de vórtices a la salida de la tobera para flujos de tipo II	226
6.19. Mapa de estabilidad de llama	228
6.20. Espectros acústicos para flujos de tipo I y II.	229
6.21. Configuración estereoscópica	230
6.22. Contornos de velocidad axial para flujos de tipo I y II.	233
6.23. Contornos de vorticidad: media, instantánea y descomposición con POD.	234

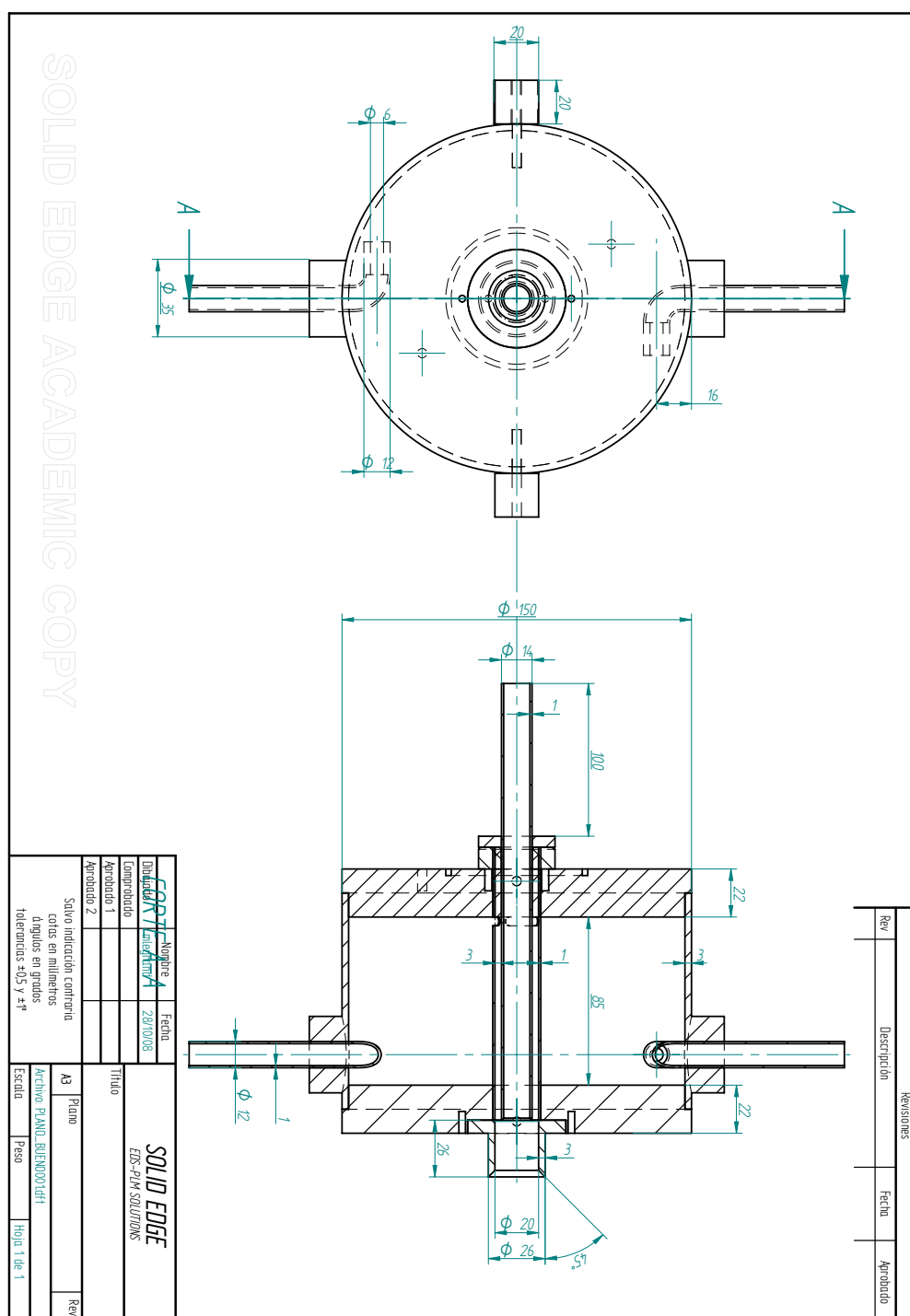
6.24. Contornos de energía cinética turbulenta para flujos de tipo I y II.	235
6.25. Perfiles de velocidad radial adimensionalizada con U_0	236
6.26. Perfiles de velocidad axial adimensionalizada con U_0	237
6.27. Perfiles de velocidad tangencial adimensionalizada con U_0	237
6.28. Perfiles de energía cinética turbulenta adimensionalizada con U_0^2	238
6.29. Contribución de cada modo a la totalidad de ω_θ^2	240
6.30. Contribución de los “snapshots” a los modos 2 y 3 de la POD.	240
6.31. Secuencia temporal de la vorticidad azimuthal reconstruida con 250 realiza- ciones de S-PIV	241
6.32. Error observado en la componente ortogonal al plano debido al “read-out de las cámaras”.	244
6.33. Componente x para cada cámara en la configuración LSB.	245
6.34. “Shift” debido a las cámaras para las 3 componentes de la velocidad.	245
6.35. Velocidades radiales corregidas.	247
6.36. Velocidades axiales corregidas.	248
6.37. Velocidades azimuthales corregidas.	249
6.38. Contornos de energía cinética turbulenta.	250
6.39. Vorticidad azimuthal y “Líneas de corriente 2D” para ambos flujos.	251
6.40. Perfiles de velocidad axial con media condicionada en el eje del quemador.	252
6.41. Perfiles de velocidad axial con media condicionada a una altura de $z/D_0 =$ 0,27.	254
6.42. Perfiles de fluctuación de velocidad axial a una altura de $z/D_0 = 0,27$	254
6.43. Configuración experimental para las medidas en el plano cenital.	255
6.44. Cortes cenitales a tres alturas ($z/D_0 = 0.27, 1.00$ y 3.00).	256
6.45. Vista 3-D de la velocidad axial en 3 planos.	257
6.46. Energía cinética turbulenta en un plano meridiano y cortes cenitales a tres alturas ($z/D_0 = 0.27, 1.00$ y 3.00).	258
6.47. Vista 3-D de la energía cinética turbulenta en 3 planos.	259
6.48. Evolución temporal del LSB: 8 fases en el plano $r^2/D_0=0$	260

6.49. Evolución temporal del LSB: 8 fases en el plano $z/D_0=1$	261
6.50. Evolución temporal del LSB: 8 fases en el plano $z/D_0=3$	262
6.51. Perfiles axiales de velocidad axial para tres posiciones radiales y las 8 fases de la figura 6.48.	263
6.52. Evolución temporal del HSB: 8 fases en el plano $r_2/D_0=0$	264
6.53. Evolución temporal del HSB: 8 fases en el plano $z/D_0=1$	264
6.54. Evolución temporal del HSB: 8 fases en el plano $z/D_0=3$	265
6.55. Espectros de descomposición por POD.	266
6.56. Errores sobre la media real, en m/s.	269
6.57. Errores sobre las fluctuaciones, en m/s.	272

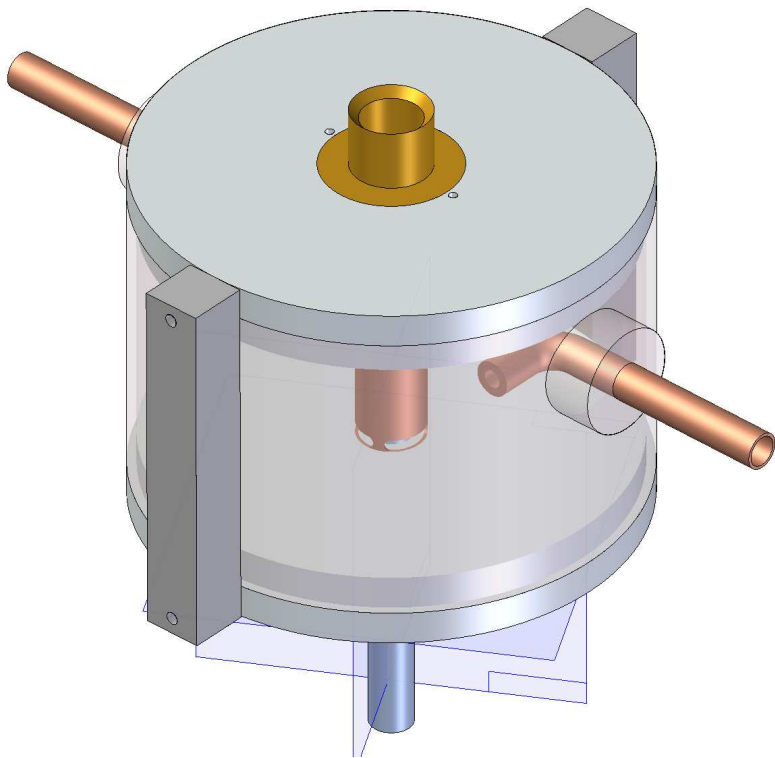
APÉNDICES

APÉNDICE A: PLANOS DEL QUEMADOR

Planos del quemador.



Vista 3D



Detalle entrada

